

ACADEMIE DE MONTPELLIER

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

T H E S E

présentée à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc
pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences Physiques

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES MULTISATURATIONS
DE COURANT DANS LE CdS PHOTOCONDUCTEUR

par

Jacques ATTAL

soutenue le 5 Novembre 1973 devant la Commission d'Examen.

JURY : MM. B. PISTOULET

Président

E. GROUBERT

M. ROUZEYRE

} Assesseurs

J. BOK

M. GIRES

P. LEROUX HUGON

} Invités

ACADEMIE DE MONTPELLIER

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

T H E S E

présentée à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc
pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences Physiques

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES MULTISATURATIONS
DE COURANT DANS LE CdS PHOTOCONDUCTEUR

par

Jacques ATTAL

soutenue le 5 Novembre 1973 devant la Commission d'Examen.

JURY : MM. B. PISTOULET

Président

E. GROUBERT

M. ROUZEYRE

} Assesseurs

J. BOK

M. GIRES

P. LEROUX HUGON

} Invités



LISTE DES PROFESSEURS
DE L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DU LANGUEDOC

PRESIDENT : J. ROUZAUD.

Vice-Présidents : B. CHARLES - G. SAUMADE.

Doyens honoraires de l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc :

P. MATHIAS

B. CHARLES

A. CASADEVALL

Professeurs honoraires de l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc

R. JACQUES

G. DENIZOT

M. MOUSSERON

M. CASTERAS

J. GRANIER

P. CHATELAIN

E. CARRIERE

Ch. BOUHET

A.M. VERGNOUX

E. TURRIERE

J. MOTTE

J. SALVINIEN

C. CAUQUIL

Secrétaire Général : E. SIAU

Professeurs titulaires :

M.	J.P. ROIG	Physique
Mlle	O. TUZET	Zoologie
M.	G. COUCHET	Mécanique Supérieure
M.	J. AVIAS	Géologie
M.	P. VIELES	Chimie
M.	R. MAURY (I.P.A.)	Droit
M.	E. KAHANE	Chimie Biologique
M.	J.J. MOREAU	Mécanique Rationnelle

M.	B. CHARLES	Mathématiques Pures
M.	R. JOUTY	Physique
M.	R. LEGENDRE	Zoologie
M.	I. ASSENMACHER	Physiologie Animale
M.	B. PISTOULET	Physique
M.	Ch. ROUMIEU	Analyse Supérieure
M.	J. ROBIN	Physique
M.	A. POTIER	Chimie Minérale
M.	R. LAFONT	Physique
M.	R. JACQUIER	Chimie
M.	J. FALGUEIRETTES	Minéralogie
M.	J. REGNIER	Chimie
Mme	J. CHARLES	Mathématiques
M.	P. CAILLON	Physique
M.	J. ROUZAUD	Chimie
M.	Ch. SAUVAGE	Botanique
M.	H. CHRISTOL (E.N.S.I.).....	Chimie
Mme	G. VERNET	Biologie Animale
M.	L. CECCHI.....	Physique
M.	H. ANDRILLAT	Astronomie
M.	M. SAVELLI	Physique
M.	M. MATTAUER	Géologie
M.	L. EUZET	Zoologie
M.	C. DELOUPY	Physique
M.	L. GRAMBAST	Botanique
M.	A. BONNET	Botanique
M.	G. LAMATY	Chimie
M.	R. MARTY	Psychophysiologie
Mme	S. ROBIN.....	Physique
M.	R. CORRIU (I.U.T.).....	Chimie
Mme	N. PARIS	Physiologie végétale
M.	J. ZARZYCKI	Sciences des matériaux (Physique du Solide)
M.	S. GROMB.....	Chimie Physique
M.	F. SCHUE	Chimie Organique
M.	M. MAURIN	Chimie Minérale
M.	P. SABATIER	Mathématiques
M.	L. THALER	Paleontologie

Professeurs sans chaire :

M.	G. TOURNE	Chimie
M.	J. REMY	Géologie
M.	P. DEMANGEON	Géologie
M.	E. GROUBERT	Physique
Mme	H. GUASTALLA	Biologie physico-chimique
M.	R. LENEL	Biologie Animale
M.	F. PROUST	Géologie
M.	A. BASSOMPIERRE	Physique
M.	N. ROBY	Mathématiques
M.	R. GAUFRES	Chimie
M.	J. PARIS	Zoologie
M.	G. BOUGNOT	Physique
M.	M. ROUZEYRE	Physique
M.	P. MOLINO	Mathématiques
M.	J. LEGRAND	Physiologie Animale
M.	R. JONARD	Botanique
M.	R. CANO (I.U.T.).....	Mesures Physiques
M.	J.P. FILLARD (I.U.T.- NIMES).....	Génie Electrique
M.	J.M. MORETTI.....	Biochimie
M.	J.L. IMBACH	Chimie
M.	C. GOUT	Physique
M.	H. MATHIEU	E.E.A. Electronique
M.	C. DURANTE	Automatique

Professeurs Associés :

M.	E. AKUTOWICZ	Mathématiques
M.	A. MICALI	Mathématiques
M.	C. VAGO	Biologie Animale
M.	L. DAUZIER	Physiologie Animale
M.	Y. CORMARY	Sciences et Techniques de l'eau (Hydrologie)

Maîtres de Conférences :

M.	G. LOUPIAS	Mathématiques
M.	Ch. CASTAING	Mathématiques

M.	J.D. BAYLE	Physiologie Animale
M.	R. HAKIM	Mathématiques
Mme	M. HAKIM	Mathématiques
M.	F. HALLE	Biologie Végétale
M.	G. MASCHERPA	Chimie
M.	F. LAPSCHER	Mathématiques
M.	J. GARCIA (I.U.T.)	Génie Mécanique
M.	M. DENIZOT	Biologie Végétale
M.	B. BRUN	Chimie Physique
M.	L. GIRAL	Chimie Organique
M.	L. LASSABATERE (I.U.T.)	Mesures Physiques
M.	J.P. TRILLES(I.U.T).....	Biologie Appliquée
M.	G. LECOY (I.U.T.)	Génie Electrique
M.	G. BORDURE (I.U.T.)	Génie Electrique
M.	Y. PIETRASANTA (E.N.S.I.).....	Chimie Appliquée
M.	M. AMANIEU (Sc. & Tech.).....	Hydrologie et mariculture
M.	J. CROUZET (Sc. & Tech.).....	Biochimie Appliquée
M.	A. COMMEYRAS	Chimie Organique
M.	J.L. ROBERT (I.U.T. - NIMES).....	Génie Electrique
M.	P. LOUIS	Géophysique Appliquée
Mlle	M. LEVY (I.U.T.).....	Chimie
M.	J. LAGARRIGUE (I.U.T.).....	Biologie Appliquée
M.	Cl. DROGUE (Sc. & Tech.).....	Hydrogéologie
M.	P. GENESTE (E.N.S.I.).....	Chimie Physique Appliquée
M.	J. CHEFTEL (Sc. & Tech.).....	Biochimie Appliquée à l'Alimentation
M.	M. AVEROUS (I.U.T. - NIMES).....	Génie Electrique
M.	B. LEMAIRE (Sc. & Tech.).....	Mathématiques appliquées Informatique
M.	M. VALADIER	Mathématiques
M.	O. MAISONNEUVE (I.U.T.).....	Informatique
M.	P. DELORD	Physique
M.	M. GODRON	Ecologie Végétale

Maîtres de Conférences Associés :

M.	C. MAURIN	Biologie Animale
M.	P. JOUANNA (I.U.T.)	Génie Civil

Chargés d'Enseignement :

M.	M. LEFRANC	Mathématiques
M.	Y. ESCOUFFIER	Informatique
M.	B. FILLIATRE	Informatique
M.	Y. CESARI (I.U.T.)	Informatique
M.	P. BESANCON	Physiologie de la nutri- tion appliquée à l'alimen- tion
M.	R. BEN AIM	Génie Chimique et traite- ment des eaux

Chargé des fonctions de Maître de Conférences :

M. G. SAUMADE (I.U.T.)

Chargés de cours :

M. J. GUIN (I.P.A.)
M. Cl. PEROCHON (I.U.T.)
M. M. MOUTON (I.U.T.)

A tous ceux qui me sont chers,

A Monsieur le Professeur M. ROUZEYRE.

Ce travail a été réalisé au Centre d'Etudes d'Electronique des Solides de l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc sous la direction de Monsieur le Professeur M. ROUZEYRE.

Avec l'assurance de mon respectueux dévouement, je lui exprime ma vive et sincère gratitude pour le soutien bienveillant et l'aide précieuse qu'il n'a cessé de m'apporter durant ces longs mois de recherche et d'étude.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur C.F. QUATE de Stanford University (Californie) qui m'a proposé ce sujet en 1969 durant son séjour à Montpellier et dont les conseils ont été pour moi du plus vif intérêt.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur B. PISTOUL pour le grand honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury de cette thèse et pour la valeur de l'enseignement qu'il m'a prodigué au cours de mes études supérieures.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur E. GROUBERT d'avoir bien voulu faire partie de mon jury et je le remercie pour l'intérêt qu'il porte à mon travail.

Monsieur le Professeur J. BOK m'a fait le grand honneur d'accepter de faire partie de mon jury, je le prie d'agréer l'expression de ma plus vive gratitude.

Je remercie Monsieur le Professeur M. GIRES ainsi que P. LEROUX-HUGO Maître de Recherches au CNRS pour avoir bien voulu accepter de participer à ce jury.

Ma reconnaissance est acquise à tous mes camarades du Laboratoire pour leur amicale collaboration et tout particulièrement à Messieurs R. CARRIER, P. GIRARD et J.P. LAURENTI pour l'efficace concours qu'ils m'ont apporté et à T.P. LEPETRE pour ses très fructueuses discussions.

A Madame M. VERDIER je dis un très vif merci car elle s'est acquittée du surcroit de travail que représentait la mise en page de ce mémoire avec célérité et compétence.

Je n'aurais garde d'oublier tout le personnel technique et en particulier Monsieur G. DUCHAMP pour la réalisation mécanique du montage et Monsieur J. ORTEGA pour la partie électronique.

ERRATA

Page	6	prévu	au lieu de	prévues
Page	20	par	au lieu de	de pour
Page	41	POCKELS	au lieu de	de POCKERS
Page	116	présenté	au lieu de	présentée

Principaux symboles utilisés

(par ordre d'apparition)

τ_1	temps d'incubation de la 1ère saturation
τ_2	temps d'incubation de la 2ème saturation
ρ	résistivité du cristal
σ	conductivité du cristal
Γ	gain électroacoustique dû à une émission stimulée de phonons
ℓ	libre parcours moyen des électrons dans le cristal
λ_{ac}	longueur d'onde acoustique
f	fréquence acoustique
n	densité d'électrons du cristal
p	densité de trous du cristal
v_ℓ	vitesse des ondes longitudinales
μ	mobilité dans le cas d'un seul type de porteurs
E	champ électrique appliqué
v_t	vitesse des ondes transverses
θ	angle hors axe de propagation de l'onde acoustique par rapport à la direction du champ électrique
K^2	coefficient de couplage électroacoustique
τ	temps d'incubation dans le cas d'une saturation
v_s	vitesse du son dans le cristal
T	temps de transit de l'onde acoustique entre cathode et anode
L	longueur du cristal (entr'électrodes)
W	énergie de l'onde acoustique
W_0	énergie de l'onde acoustique au temps $t = 0$
α	gain acoustoélectrique donné par la théorie classique de D.L. WHITE
τ_3	temps d'incubation de la 3ème saturation

$E_{c_1}, E_{c_2}, E_{c_3}$, champs critiques associés respectivement aux trois saturations

$\vec{q}, q$ vecteur d'onde et nombre d'onde acoustique

$\omega_c = \sigma/\epsilon$ pulsation de relaxation diélectrique

$\gamma = 1 - \mu E/v_s$ facteur Döppler

$\omega_D = v_s^2 / D$ pulsation de diffusion

$\omega = 2 \pi f$ pulsation de l'onde acoustique

$E_s = v_s/\mu$ champ de seuil

$\omega_M = \sqrt{\omega_c \omega_D}$ pulsation acoustique la plus amplifiée

$E_M = (1+2 \sqrt{\frac{\omega_c}{\omega_D}})E_s$ champ optimum pour l'obtention du gain maximum

$\alpha_M = k^2 \omega_M/8 v_s$ gain électroacoustique maximum maximum

α_+ gain électroacoustique correspondant à un aller de l'onde acoustique

$\gamma_+ = 1 - \left| \frac{\mu E}{v_s} \right|$ facteur Döppler associé au mécanisme aller de l'onde

α_- gain électroacoustique correspondant à un retour de l'onde

$\gamma_- = 1 + \left| \frac{\mu E}{v_s} \right|$ facteur Döppler associé au mécanisme retour de l'onde

$\alpha_{ar} = \alpha_+ + \alpha_-$ gain net sur un aller - retour

α_p pertes acoustiques dues au réseau

$\vec{k}, \vec{k}'$ vecteurs d'onde respectivement associés à l'électron incident et diffusé par le phonon

$\hbar = h/2 \pi$ constante de Planck

m, m^* masse libre et effective de l'électron

$f_0^{\rightarrow}(K), f_i, f_f$	fonction de distribution de Fermi-Dirac
v_d	vitesse des porteurs
q	charge électrique
k_B	constante de Boltzmann
T	température
ϵ	constante diélectrique du milieu
L_D	longueur de Debye
$\Gamma_{ar} = \Gamma_+ + \Gamma_-$	gain net aller-retour dû à une émission stimulée de phonons
n, p , indices	se rapportent à des paramètres d'électrons ou de trous
τ_n, τ_p	durée de vie des électrons et des trous
J	densité de courant électrique
ρ_C	densité de charge
D	constante de diffusion
V	potentiel électrique
c	vitesse de la lumière dans le vide
R	distance du dipôle au point de mesure du champ diffracté
$\vec{r}$	coordonnées du dipôle électrique
d	distance d'une origine fixe dans le cristal au point de mesure du champ diffracté
$\vec{m}$	moment électrique dipolaire
$\vec{n}$	vecteur unitaire porté par le moment électrique
$\vec{A}$	potentiel vecteur
$\vec{D}$	induction électrique
ϵ_0, μ_0	permittivité, perméabilité du vide
$\vec{P}$	polarisation électrique
$\mathcal{V}$	volume du cristal
$\vec{E}_r$	champ électrique rayonné
ϵ_d	constante diélectrique du matériau après diffraction
c_d	vitesse de propagation de la lumière diffractée dans le milieu

- $\vec{I}_d$ vecteur unitaire porté par la direction du faisceau diffracté
- $\hat{\alpha}$ tenseur de polarisabilité
- $\langle \hat{\alpha} \rangle$, $\delta \hat{\alpha}$, valeur moyenne et fluctuation du tenseur de polarisabilité
- E_i amplitude du champ électrique de la lumière incidente
- $\vec{k}_i$ vecteur d'onde de la lumière incidente
- Ω_i pulsation de la lumière incidente
- μ indice, nombre de branches acoustiques
- $\vec{k}_d, \Omega_d$ vecteur d'onde et pulsation de la lumière diffractée
- $\vec{Q} = \vec{k}_d - \vec{k}_i$ vecteur d'onde des phonons obéissant aux règles de sélections
- E_d champ électrique diffracté
- S_{ij} tenseur de déformation
- u_i composante du déplacement mécanique
- P_{klmn} tenseur élasto-optique
- ϵ_{kn} tenseur diélectrique du milieu
- $\vec{\xi}^\mu$ vecteur dont la direction définit la polarisation de la lumière diffractée
- $d\Omega$ élément d'angle solide
- P_d puissance moyenne diffractée
- ρ_M masse volumique du milieu
- $\vec{I}_q$ vecteur unitaire dans la direction de $\vec{q}$
- $\vec{I}_u^\mu$ vecteur unitaire dans la direction de $\vec{u}$
- $\vec{I}_{E_i}$ vecteur unitaire dans la direction de $\vec{E}_i$
- $\vec{I}_1, \vec{I}_2, \vec{I}_3$ vecteur unitaires portés par les axes du cristal
- θ_i angle entre le vecteur d'onde de la lumière incidente ($\vec{k}_i$) et le vecteur d'onde acoustique ($\vec{q}$)
- n_o, n_e indices ordinaire et extraordinaire du cristal

θ_d angle entre le vecteur d'onde de la lumière diffractée ($\vec{k}_d$) et le vecteur d'onde acoustique ($\vec{q}$)

λ_o longueur d'onde de la lumière incidente dans le vide

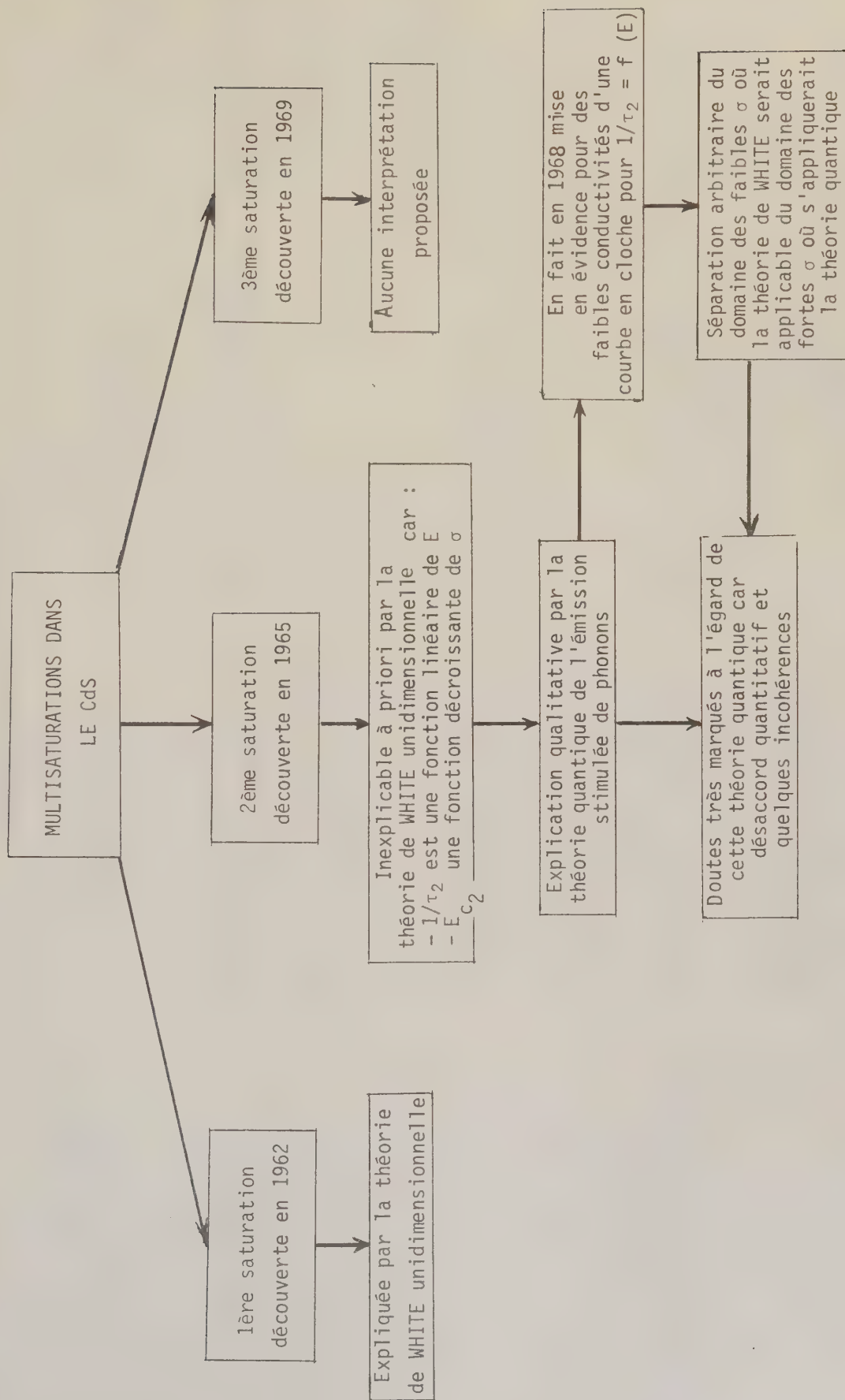
$\Delta n = n_e - n_o$ anisotropie optique du cristal

n indice moyen

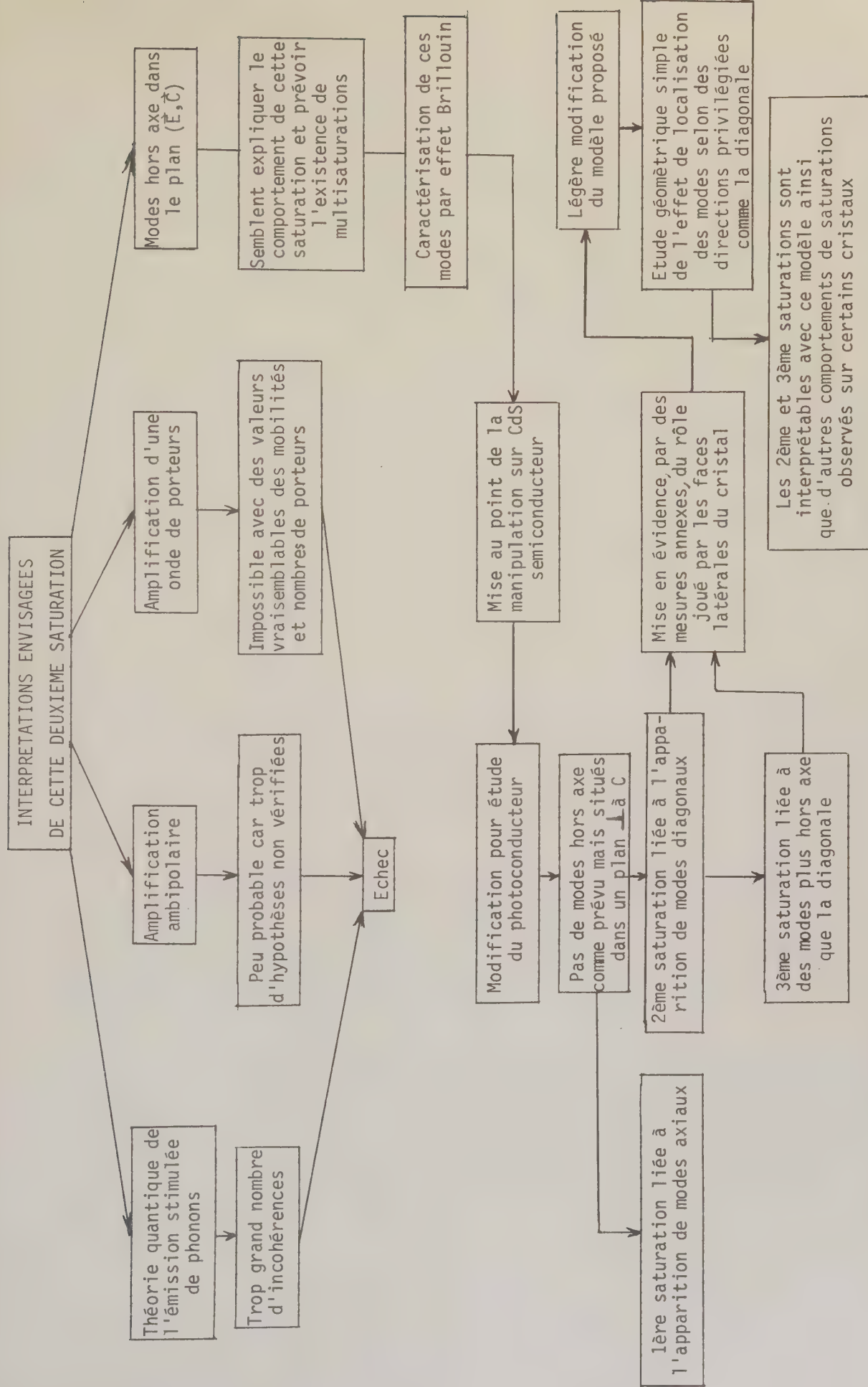
σ_f conductivité efficace du cristal définie dans le domaine par $\omega_c = \frac{\sigma_f}{\epsilon}$

E_g gap du cristal

E_d champ électrique dans le domaine



Etat de la question en 1969 avant
le début de nos recherches.



Organigramme résumant les principales étapes de nos travaux.

I N T R O D U C T I O N

Le sujet de cette thèse nous a été proposé en 1969 par C.F. QUATE de l'Université de STANFORD (Californie). Il consistait à fournir une explication cohérente au phénomène de bisaturation de la caractéristique courant - tension dans le sulfure de cadmium photoconducteur.

Ce phénomène, découvert en 1965 par A. ISHIDA, C. HAMAGUCHI, Y. INUISHI⁽¹⁻³⁾ de l'Université d'OSAKA (Japon), est observé quand on applique un champ d'entraînement supersonique à des échantillons de CdS photoconducteur dont l'axe C est perpendiculaire à la direction du courant et dont la conductivité se situe entre 10^{-5} et $10^{-3} (\Omega \text{ cm})^{-1}$.

Les premières études quantitatives ont été faites par I. UCHIDA, T. ISHIGURO du Centre de Recherche de KAWASAKI (Japon), et leurs résultats ont fait l'objet durant les années 1967-1968 de trois notes au J. Phys. Soc. Japan⁽⁴⁻⁶⁾ et de deux articles, l'un à la Conférence Internationale sur les Composés Semiconducteurs II-VI (1967)⁽⁷⁾ et l'autre au J. Phys. Soc. Japan (1967)⁽⁸⁾.

Dans tous ces travaux les auteurs observaient uniquement deux saturations du courant et ce n'est que trois ans plus tard, en mai 1969, que S. FUKUNAGA et Co⁽⁹⁾ mentionnaient l'existence d'une troisième saturation.

En France, le phénomène avait été étudié par B. AUTIN de la C.S.F. dans une thèse de 3ème cycle soutenue à l'Université de Paris et dans un article publié au Phys. Stat. Solidi^(10,11).

D'une façon générale, les caractéristiques de la première saturation sont en bon accord qualitatif et quantitatif avec la théorie linéaire de l'amplification acoustoélectrique de A.R. HUTSON et D.L. WHITE⁽¹²⁾. En effet, l'inverse du temps d'incubation τ_1 de cette première saturation, qui est proportionnel au gain acoustoélectrique aller - retour, présente un maximum en fonction du champ d'entraînement et est une fonction croissante de la conductivité. Au contraire, le temps d'incubation τ_2 de la deuxième saturation est tel que $1/\tau_2$ croît linéairement avec le champ appliqué dans le domaine expérimental accessible et ne présente plus le maximum attendu. De même, la valeur minimale du champ de saturation n'est plus une fonction croissante de σ comme dans le premier cas, mais au contraire, une fonction décroissante.

Ces résultats ont été interprétés par les auteurs japonais en s'appuyant sur la théorie quantique de l'interaction individuelle électron - phonon développée par H.N. SPECTOR^(13,14), A.B. PIPPARD⁽¹⁵⁾, J. YAMASHITA, K. NAKAMURA⁽¹⁶⁾. Cette théorie prévoit une émission stimulée de phonons par effet CERENKOV lorsque les électrons deviennent supersoniques avec un gain Γ fonction linéaire du champ électrique et un champ critique fonction décroissante de la conductivité.

Qualitativement, il semble donc y avoir accord entre cette théorie et les caractéristiques de la deuxième saturation mais quantitativement, le désaccord entre les valeurs théoriques et expérimentales du champ critique est de trois ordres de grandeur⁽⁸⁾.

De plus cette interprétation ne résiste pas à un examen sérieux pour les raisons suivantes :

- a) Dans la grande majorité des travaux cités ci-dessus le temps d'incubation de la deuxième saturation est bien supérieur au temps d'aller - retour des hypersons dans l'échantillon ; or le gain prévu par la théorie quantique sur un aller - retour est toujours négatif et l'apparent accord qualitatif n'est obtenu qu'en comparant le résultat expérimental au gain théorique sur un aller simple. Il y a là une incohérence qui n'a d'ailleurs pas échappé à I. UCHIDA⁽⁸⁾.

- b) L'interaction individuelle électron - phonon ne peut être considérée que si le rapport du libre parcours moyen des électrons ℓ à la longueur d'onde acoustique λ_{ac} est bien supérieur à 1. Dans un cristal de CdS, le libre parcours des électrons est au plus de quelques dizaines d'Angström^(10,16) ce qui suppose des fréquences acoustiques de l'ordre de 10^4 GHz. L'existence de telles vibrations acoustiques semble très invraisemblable si l'on tient compte de la croissance des pertes acoustiques en f^2 , et à notre connaissance, de telles ondes n'ont jamais été mises expérimentalement en évidence dans le CdS à la température ambiante.

- c) Les observations faites sur les cristaux les plus résistants ($\rho \approx 10^5 \Omega \text{ cm}$) montrent d'ailleurs que $1/\tau_2$ n'est pas une fonction linéairement croissante du champ électrique mais passe également par un maximum. Ceci a été nettement observé par B. AUTIN⁽¹⁰⁾ et également par T. ISHIGURO et Co⁽⁴⁾. Les auteurs japonais, conditionnés par la théorie quantique, semblent d'ailleurs avoir cru à une anomalie expérimentale. Plus tard, S. FUKUNAGA⁽⁹⁾ et Co, opérant sur des cristaux du même type ($\rho \approx 10^5 \Omega \text{ cm}$), ont effectivement observé le maximum de $1/\tau_2$ confirmant ainsi les résultats de B. AUTIN. Pour expliquer ce comportement, ils ont alors séparé arbitrairement le domaine des fortes conductivités, $\sigma \approx 10^{-3} (\Omega \text{ cm})^{-1}$, auquel la théorie quantique serait applicable, du domaine des faibles conductivités, $\sigma \approx 10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$, auquel s'appliquerait la théorie classique.

Comme on le voit, tout ceci était fort peu satisfaisant et justifiait la reprise d'une étude critique des résultats expérimentaux et de leur interprétation théorique.

L'idée de C.F. QUATE lorsqu'il nous proposa cette étude était celle d'une amplification ambipolaire faisant intervenir deux types de porteurs de charges électriques opposées. En fait, nous nous sommes rapidement aperçus que cette hypothèse devait être abandonnée. En effet, il était d'abord très difficile d'obtenir un accord entre courbes expérimentales et théoriques bien que l'on disposât de nombreux paramètres ajustables tels que nombre d'électrons et de trous, mobilités, durées de vie, etc. De plus on était conduit à admettre l'existence d'une densité de trous supérieure à celle des électrons ($n/p = 1/10$) et des mobilités de trous de l'ordre de $70 \text{ cm}^2 (\text{V.s})^{-1}$ qui sont en désaccord avec la plupart des expériences réalisées sur CdS. On trouvera le détail de cette analyse dans la thèse de 3ème cycle de R. CARRIERE⁽¹⁷⁾.

Après cet échec, nous avons pensé que la clé du problème devait se trouver dans l'amplification de modes hors axe selon la théorie classique de A.R. HUTSON, D.L. WHITE. Une telle amplification des modes hors axe avait en effet été mise en évidence par J.H. Mc FEE⁽¹⁸⁾ en opérant sur du CdS semiconducteur ($\sigma \approx 10^{-1} (\Omega \text{ cm})^{-1}$) avec un champ d'entraînement parallèle à l'axe C. Dans ce cas, les seuls modes acoustiques actifs dans la direction du champ sont les modes longitudinaux qui se propagent avec une vitesse v_l deux fois plus grande que celle des modes transverses. En fait, J.H. Mc FEE a montré que la saturation du courant était due à l'amplification des modes transverses se propageant à 30° environ de l'axe C. Dans cette direction le coefficient de couplage est maximum⁽¹⁹⁾ et la condition $\mu E \cos 30^\circ > v_t$ est plus facilement atteinte que la condition $\mu E > v_l$. Ceci a d'ailleurs été confirmé directement par une observation stroboscopique du domaine par A.R. MOORE⁽²⁰⁾. Nous avons donc pensé que le même mécanisme pouvait intervenir dans le cas du CdS photoconducteur avec une géométrie telle que le champ d'entraînement soit perpendiculaire à l'axe C. Dans ce cas les modes actifs sont :

- d'une part, les modes transverses se propageant parallèlement au champ électrique et que nous désignerons par modes axiaux,
- d'autre part, tous les modes transverses se propageant dans une direction θ telle que $\mu E \cos \theta > v_t$.

La prédominance d'une direction serait alors donnée par la variation du gain acoustoélectrique avec la direction θ . Le gain est en effet fonction de la direction, d'abord par la composante utile de la vitesse électronique $\mu E \cos \theta$, puis par le coefficient de couplage acoustoélectrique $K^2(\theta)$ et enfin par la variation des pertes à la réflexion sur les extrémités des échantillons. Rappelons en effet que dans presque toutes ces expériences le temps d'incubation de la deuxième saturation est supérieur au temps d'aller-retour des hypersons.

Pour confirmer expérimentalement cette thèse, nous avons été conduits à mettre au point un montage de détection par effet Brillouin qui permet de relever directement la répartition spatiale du flux acoustique.

Dans la première partie de ce mémoire, nous rappelons l'état de la question à l'époque où nous avons entrepris cette étude (1969), les résultats marquant de la théorie classique et de la théorie quantique de l'amplification acoustique, et les principaux désaccords entre la théorie et l'expérience.

Dans le chapitre II, nous montrons que l'hypothèse d'une amplification de modes hors axe dans un plan contenant l'axe C peut expliquer l'ensemble des résultats expérimentaux publiés en tenant compte simplement de la variation du coefficient de couplage acoustoélectrique avec la direction θ et en supposant les pertes à la réflexion constantes⁽²¹⁾.

Dans le chapitre III, nous appliquons la théorie de l'effet Brillouin au cas des cristaux anisotropes de la classe 6 mm. Nous en déduisons le mode opératoire pour déterminer la direction, la fréquence et la distribution en énergie des ondes acoustiques.

Dans le chapitre IV, nous exposons la technologie expérimentale utilisée c'est-à-dire : préparation des échantillons, mesures électriques et optiques d'effet Brillouin.

Dans le chapitre V, nous rapportons quelques résultats essentiels obtenus par effet Brillouin sur des échantillons semiconducteurs avec une résistivité de l'ordre de 1 à 10 Ω cm. Ces échantillons ne présentent pas le phénomène de bisaturation mais ils nous ont servi d'une part à régler le montage d'effet Brillouin et d'autre part, à comprendre les mécanismes de reconversion en fréquence et en direction qui interviennent également dans le photoconducteur.

Enfin les chapitres VI et VII concernent plus spécialement le cas du CdS photoconducteur. Nous montrons d'abord que nous pouvons obtenir non seulement une bisaturation mais même trois, quatre, cinq... saturations successives. Il n'est donc plus question de s'appuyer sur la théorie classique pour la première, la théorie quantique pour la seconde, et ... pour les autres. Nous rapportons également dans ces chapitres les résultats obtenus par diffraction Brillouin et nous montrons qu'ils confirment pleinement le fait que l'amplification des modes hors axe est responsable du phénomène de multisaturation. Toutefois ces directions ne sont pas comme nous l'avions prévues dans un plan contenant l'axe C, mais dans un plan perpendiculaire. Dans ce plan, le coefficient de couplage acoustoélectrique K^2 est constant, et nous montrons que la géométrie de l'échantillon fixe les directions prépondérantes.

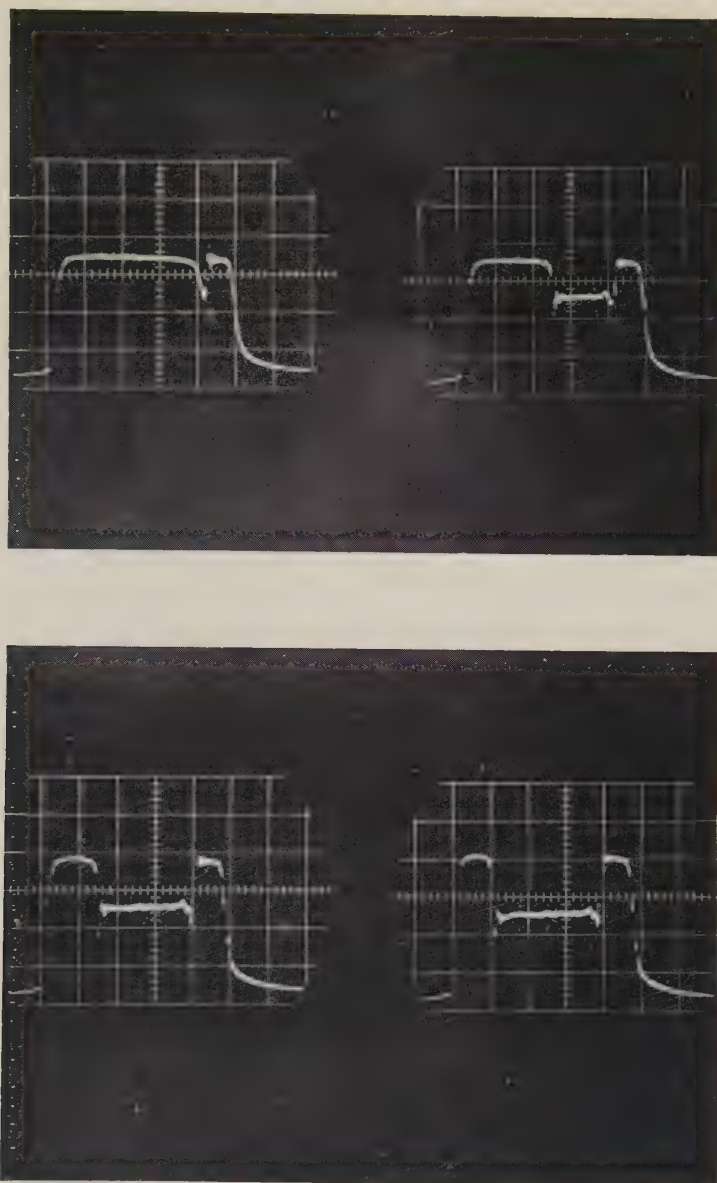


Fig 1 Cristal D. Allure de la saturation sur un cristal semiconducteur
De gauche à droite, de haut en bas $E = 825, 850, 940, 1000 \text{ V/cm}$
Echelle verticale $8,3 \text{ A/cm}$
Balayage $1 \mu\text{s/cm}$

CHAPITRE I

PRESENTATION DU PHENOMENE DE DOUBLE SATURATION

I - 1 - Etat de la question en 1969

Considérons tout d'abord le cas d'un cristal de sulfure de cadmium semiconducteur c'est-à-dire dont la résistivité est de l'ordre de quelques ohms centimètres. Si nous appliquons à un tel échantillon une impulsion de tension dans une direction piézoélectriquement active et si nous étudions le comportement du courant en fonction du temps nous observons les différentes situations représentées sur la figure 1.

Pour les valeurs de E inférieures à v_s/μ , le comportement est ohmique c'est-à-dire que la valeur de la densité de courant est constante et égale à E/σ . Pour les valeurs de E supérieures, la densité de courant d'abord égale à E/σ , diminue au bout d'un temps τ appelé temps d'incubation de la saturation. Si la durée de l'impulsion est suffisante le courant reprend sa valeur initiale au bout d'un temps $T = L/v_s$ correspondant au temps de transit des électrons entre la cathode et l'anode.

Le mécanisme de cette saturation, expliqué dans les années 1962, est le suivant : les vibrations acoustiques, d'origine thermique ou engendrées par l'onde de choc associée à l'impulsion de tension, sont amplifiées par les électrons supersoniques.

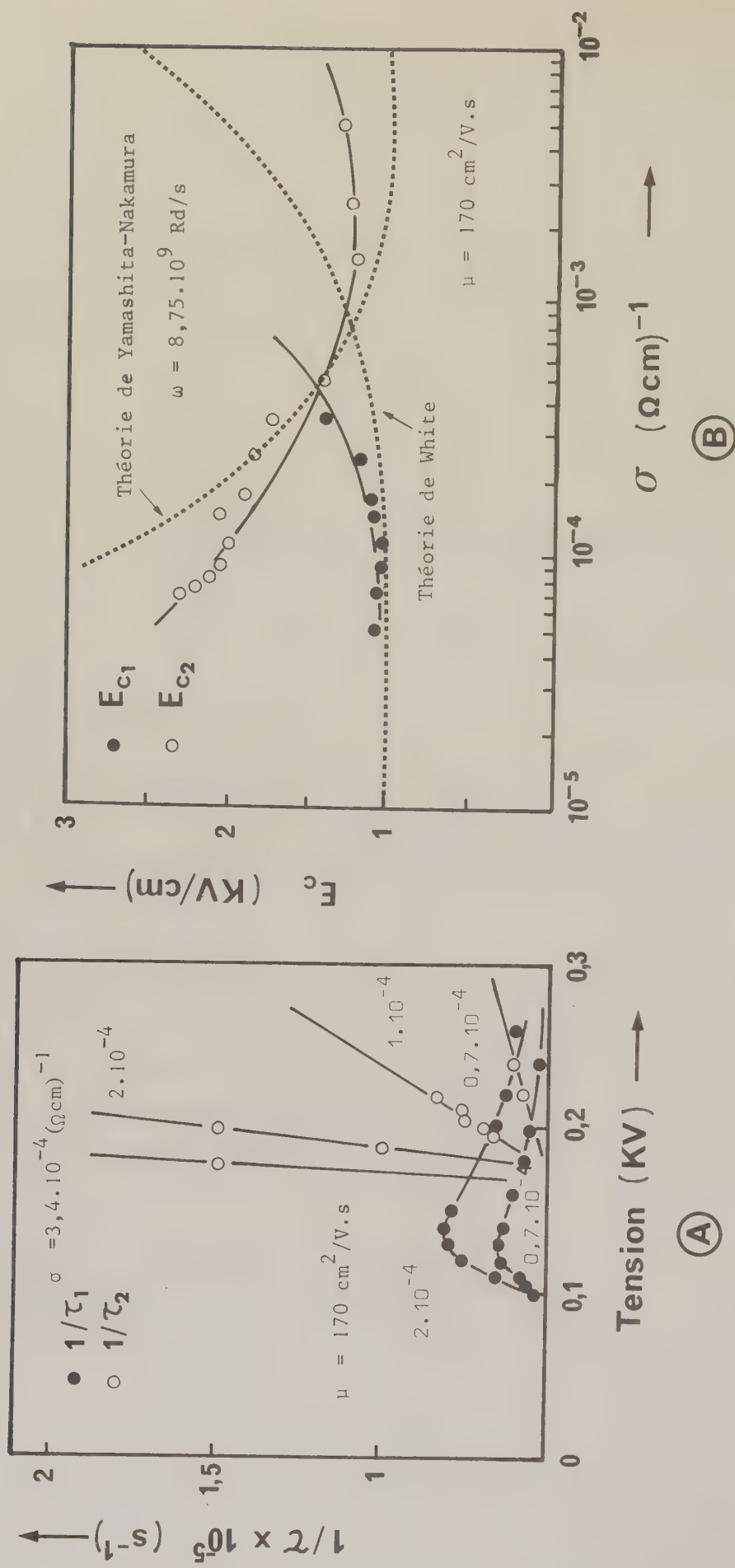
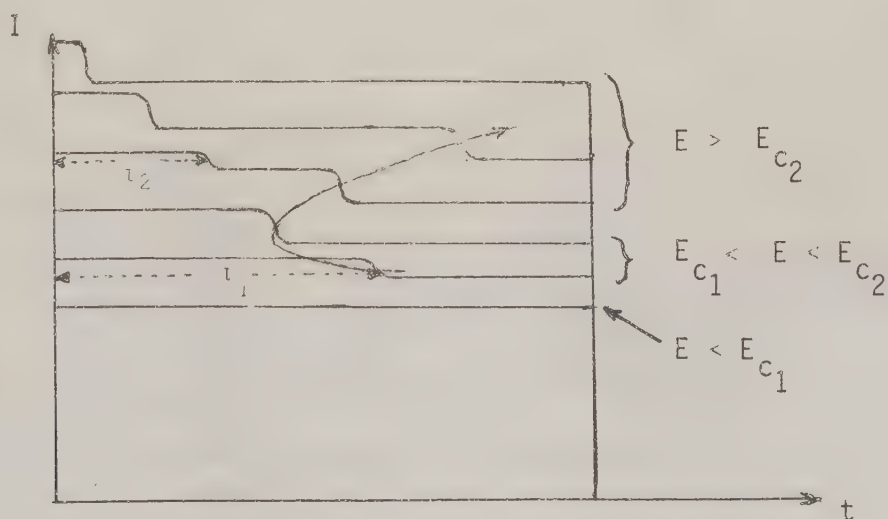


Fig 2 A) Variations de $1/\tau_1$ et $1/\tau_2$ avec la tension appliquée
 B) Variations des champs critiques E_{c1} et E_{c2} avec la conductivité
 (d'après I. UCHIDA⁽⁸⁾)

Cette amplification équivaut à une perte de quantité de mouvement par les électrons dont une proportion croissante est piégée par l'onde de potentiel. Au bout d'un temps τ le nombre d'électrons piégés est suffisant pour provoquer une diminution sensible du courant. Il en résulte la formation d'un domaine de haut champ connu sous le nom de domaine acoustoélectrique qui se propage vers l'anode avec la vitesse du son v_s (v_t ou v_l). La saturation est obtenue quand l'énergie $W = W_0 e^{2\alpha v_s t}$ des ondes acoustiques atteint localement un certain niveau critique, c'est-à-dire au bout d'un temps τ , tel que : $\alpha\tau = \text{Cte}$. L'inverse du temps d'incubation expérimental τ doit donc être proportionnel au coefficient d'amplification acoustoélectrique α .

Dans le cas d'un cristal de CdS photoconducteur de haute pureté (résistivité d'obscurité $> 10^8 \Omega \text{ cm}$) dont la photoconductivité est ajustée à une valeur voisine de $10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$, on observe deux^(1-8,10,17) et même trois⁽⁹⁾ saturations successives du courant avec des temps d'incubation respectifs τ_1 , τ_2 et τ_3 qui évoluent de façon différente avec le champ électrique appliqué dans le domaine expérimental accessible. Chaque saturation n'est obtenue que si le champ électrique dépasse une valeur minimale que nous appellerons champ critique : E_{c1} , E_{c2} et E_{c3} respectivement. Ces champs critiques sont toujours supérieurs à v_s/μ mais évoluent eux aussi de façon différente lorsque l'on modifie la conductivité de l'échantillon.



Caractéristiques $I(t)$ pour différents champs électriques dans les cas des échantillons photoconducteurs.

Schéma I

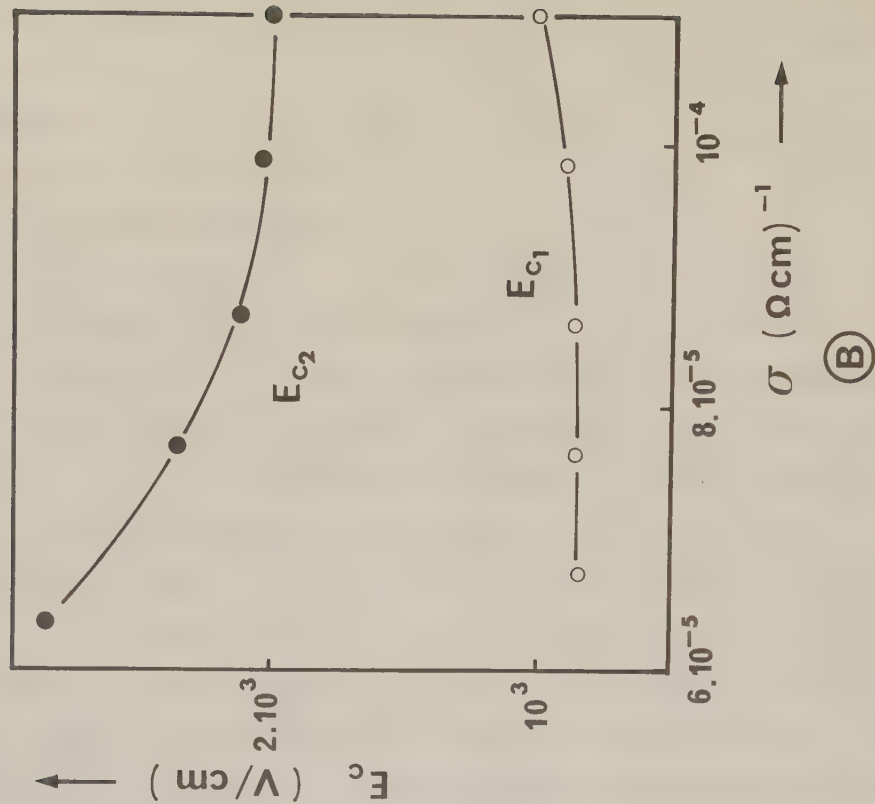
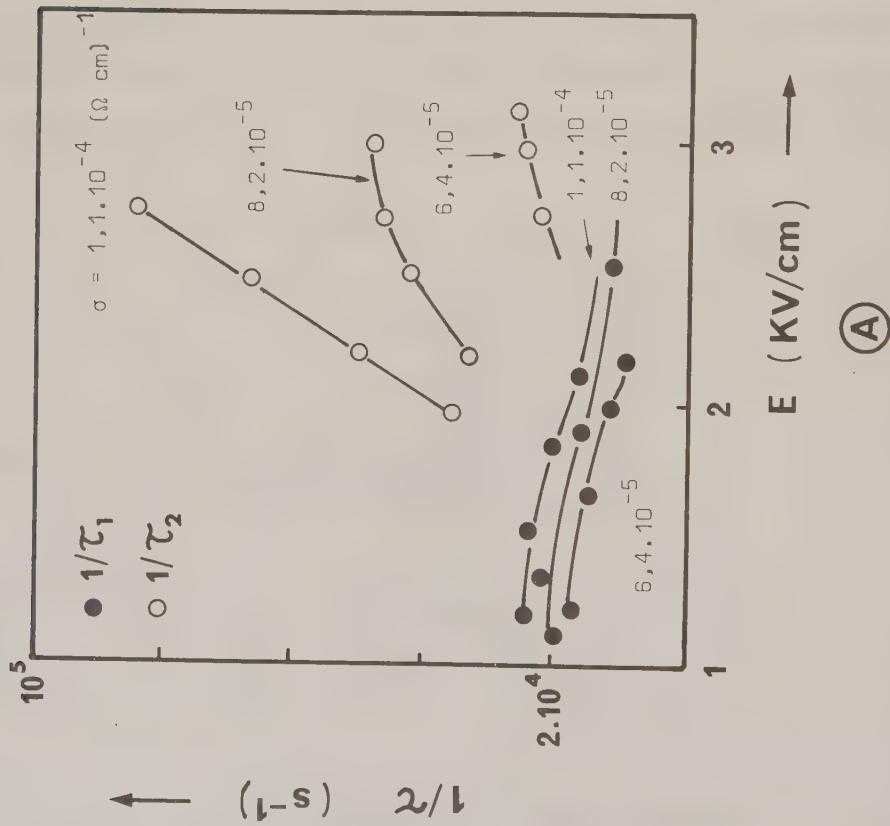


Fig 3 A) Variations de $1/\tau_1$ et $1/\tau_2$ avec le champ appliqué
 B) Variations des champs critiques E_{c1} et E_{c2} avec la conductivité

[d'après P. CAPPIES (17),

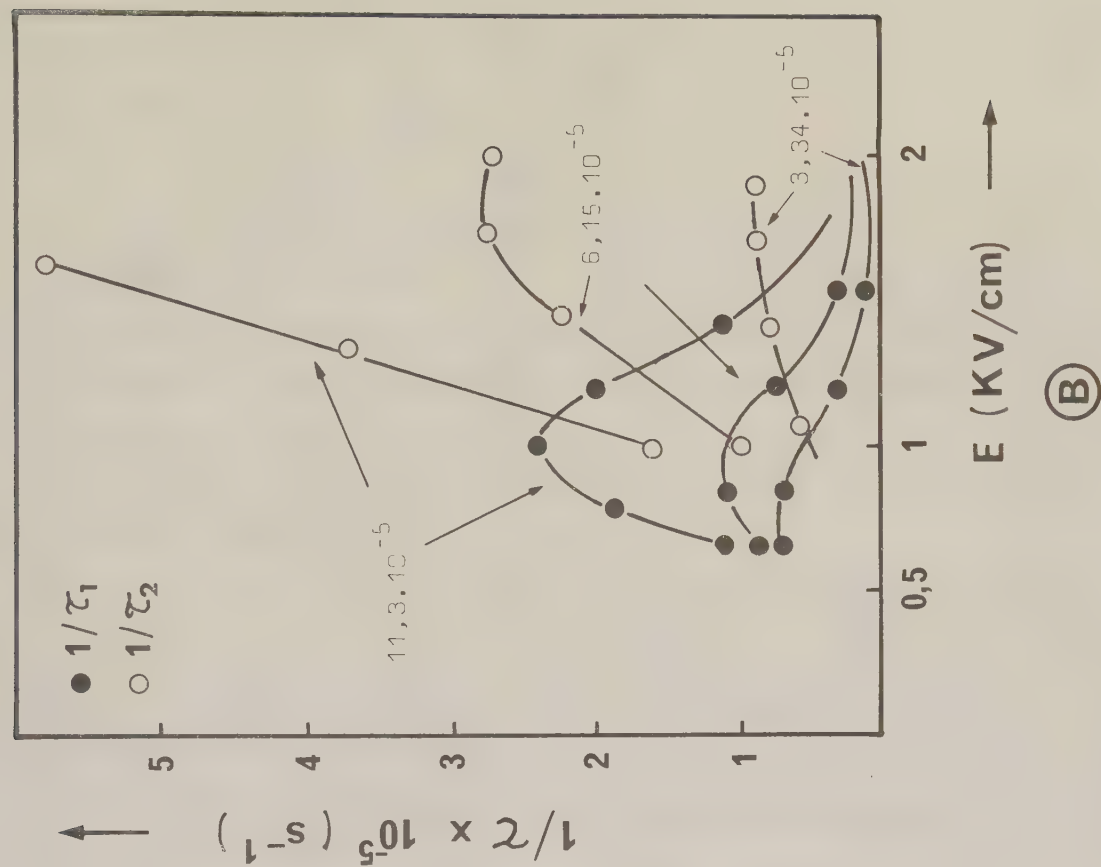
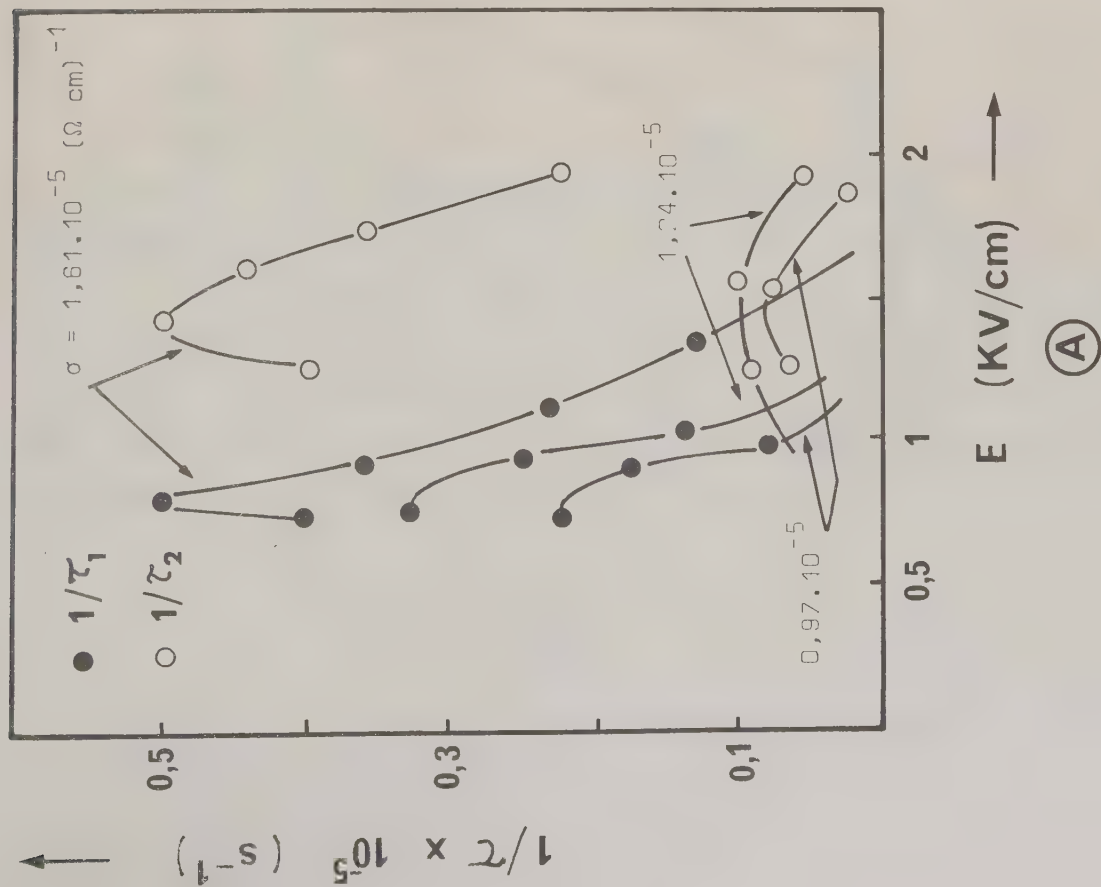


Fig 4 A) Variations de $1/\tau_1$ et $1/\tau_2$ en fonction du champ appliqué à faible conductivité
 B) Ces mêmes variations à fortes conductivité
 (d'après B. AUTIN⁽¹⁰⁾)

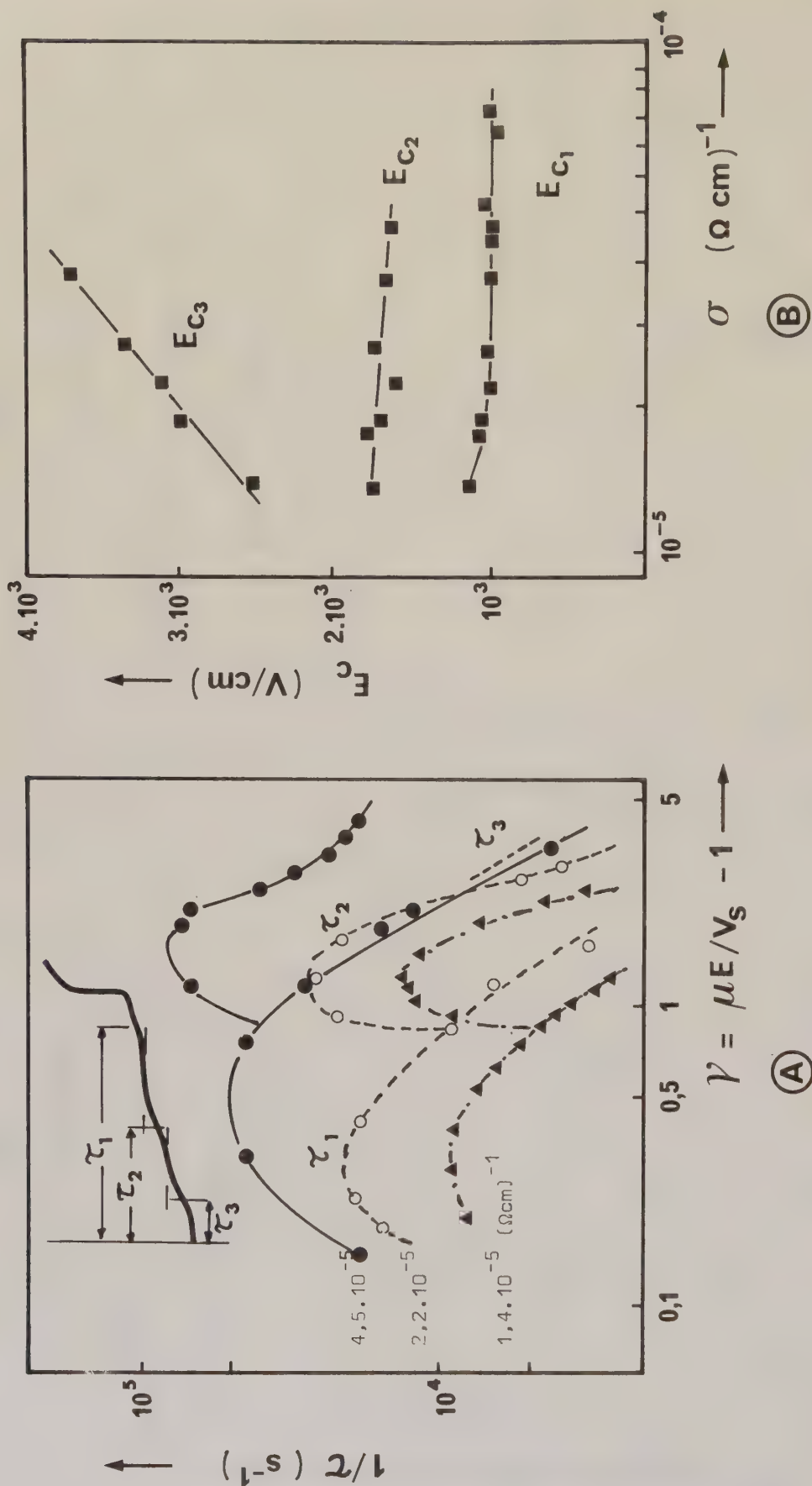


Fig 5 A) Variations de $1/\tau_1, 1/\tau_2, 1/\tau_3$ avec le champ réduit
B) Variations des champs critiques E_{C1}, E_{C2} et E_{C3} avec la conductivité
(d'après S. FUKUNAGA⁽⁹⁾)

Pour illustrer ces différents comportements nous avons reproduit sur le schéma I et sur les figures 2 à 5 les principaux résultats obtenus par les divers auteurs cités en référence.

On voit sur ces figures que pour la première saturation $1/\tau_1$ passe par un maximum avec le champ électrique et que E_{c_1} croît légèrement avec la conductivité σ . Par contre, les figures 2 et 3 montrent que pour la deuxième saturation, l'inverse du temps d'incubation, $1/\tau_2$, est proportionnel à E , tandis que le champ critique, E_{c_2} , est une fonction décroissante de la conductivité. Remarquons toutefois sur la figure 4 due à B. AUTIN⁽¹⁰⁾ que $1/\tau_2$ peut aussi présenter un maximum avec E . Ceci est confirmé par les résultats de S. FUKUNAGA⁽⁹⁾ de la figure 5.

Faisons dès à présent une remarque très importante qui est à la base de l'explication proposée dans cette thèse : ce maximum de $1/\tau_2$ n'est obtenu par les auteurs précités que dans le cas d'échantillons de très faible conductivité. C'est ainsi qu'avec $\sigma > 10^{-4} (\Omega \text{ cm})^{-1}$ on n'observe que la croissance linéaire. Au contraire, avec $\sigma \approx 10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$ on obtient un maximum.

I - 2 - Interprétation de la première saturation

Les mécanismes mis en jeu ont été analysés phénoménologiquement par l'interaction entre électrons et vibrations mécaniques du réseau par couplage piézoélectrique^(22,23,24). Cette interaction se traduit par un échange d'énergie et de quantité de mouvement entre les porteurs et les phonons décrit par la théorie de A.R. HUTSON, D.L. WHITE^(12,25) établie dès 1962.

Cette théorie, faite dans le cadre classique, permet le calcul du gain acoustique lorsque le libre parcours moyen des porteurs libres est plus court que la longueur d'onde acoustique ($\ell \ll \lambda_{ac}$). En d'autres termes les électrons "ne voient plus" les phonons et l'interaction entre particules élémentaires n'est plus individuelle mais collective.

Une onde acoustique se propageant dans un cristal semiconducteur extrinsèque et piézoélectrique, soumis à un champ électrique accélérateur E , est amplifiée si la vitesse des porteurs est supérieure à celle du son.

Le coefficient d'amplification a pour expression :

$$\alpha = - \frac{k^2 \omega_c}{2 v_s} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2} \quad (I - 1)$$

Ce coefficient d'amplification est positif lorsque le champ appliqué est supérieur au champ de seuil $E_s = v_s / \mu$. Il présente un maximum :

- pour une fréquence acoustique telle que $\omega_M = \sqrt{\omega_c \omega_D}$ qui croît donc comme $\sqrt{n}$ puisque la mobilité μ disparaît dans le produit $\omega_c \cdot \omega_D$,
- pour un champ électrique appliqué tel que $\frac{E_M}{E_s} = 1 + 2 \sqrt{\frac{\omega_D}{\omega_c}}$
- pour ces valeurs optimales de ω et de E le coefficient d'amplification a une valeur maximum maximorum donnée par :

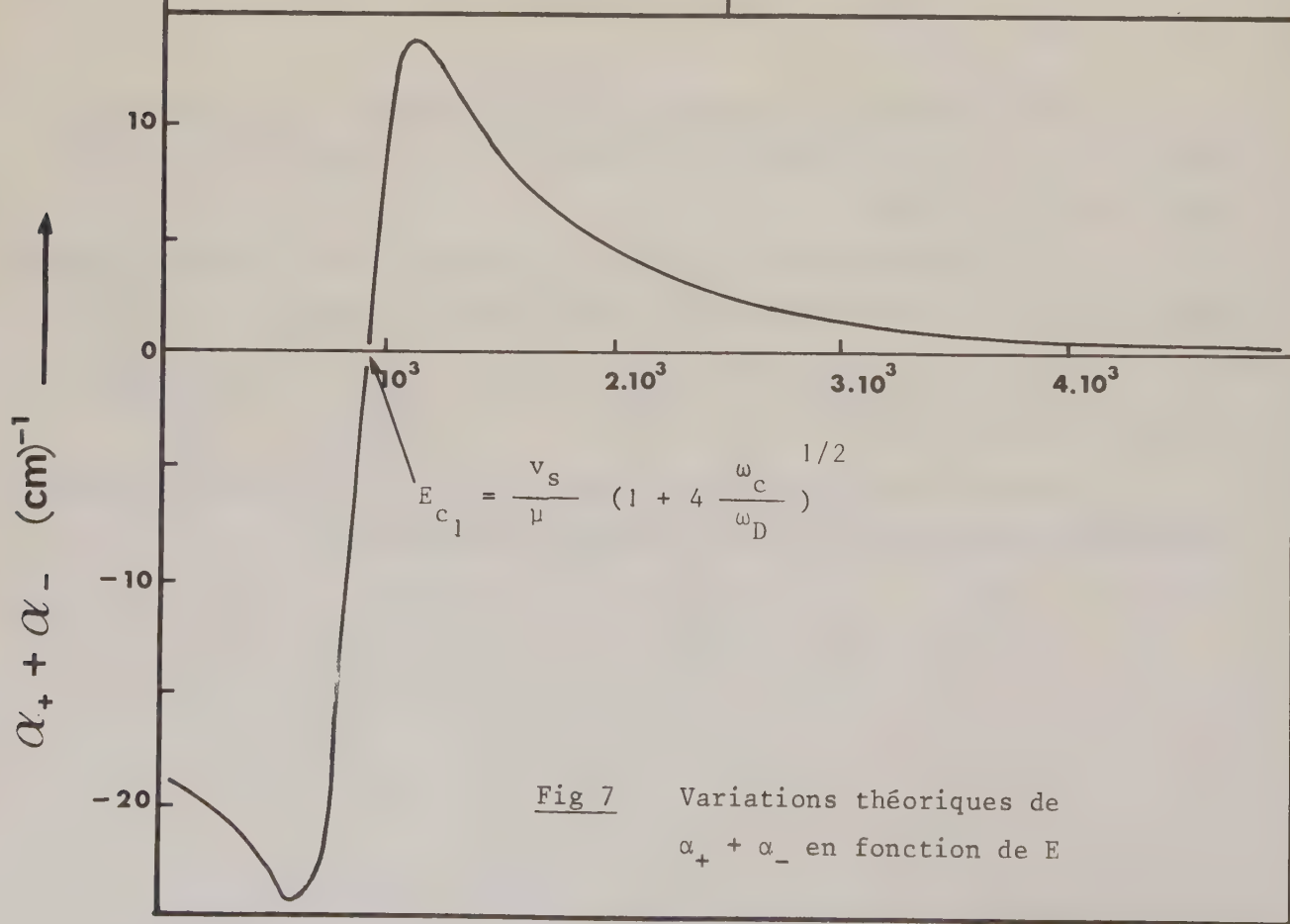
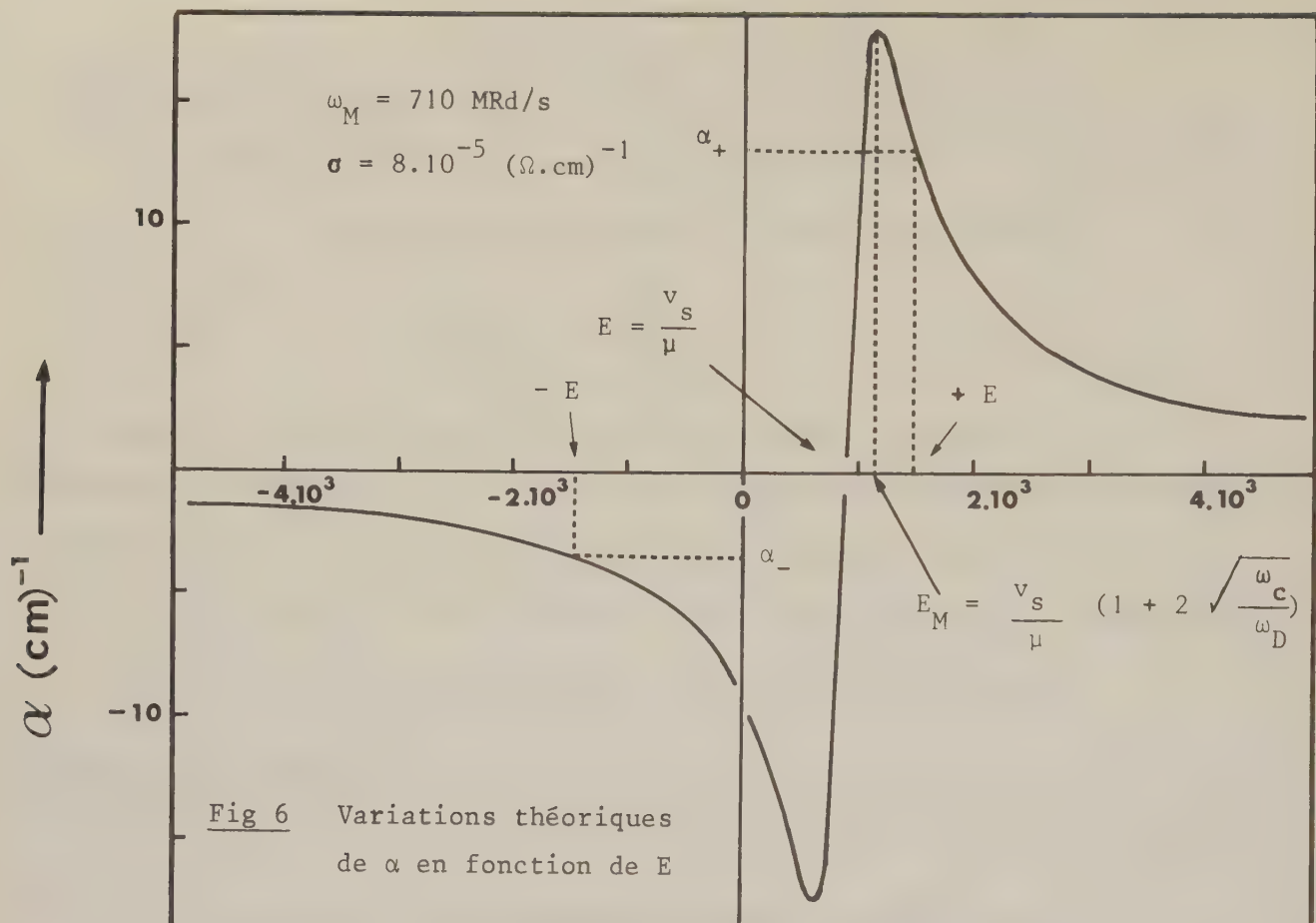
$$\alpha_M = \frac{k^2 \omega_M}{8 v_s} \quad \text{qui croît comme} \quad \sqrt{n} \quad (I - 2)$$

Dans le cas où l'onde acoustique effectue un ou plusieurs aller - retours par suite des réflexions aux extrémités des échantillons le gain global doit tenir compte :

- de l'amplification lors de la propagation dans le sens du déplacement des porteurs caractérisée par un coefficient α_+ avec $\gamma_+ = 1 - \left| \frac{\mu E}{v_s} \right|$,
- de l'atténuation lors de la propagation dans le sens opposé caractérisée par un coefficient α_- avec $\gamma_- = 1 + \left| \frac{\mu E}{v_s} \right| = 2 - \gamma_+$,

Le gain net sur un aller - retour $\alpha_{ar} = \alpha_+ + \alpha_-$ est positif pour la pulsation optimale ω_M si le champ électrique est tel que :

$$E \geq \frac{v_s}{\mu} \left(1 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D} \right)^{1/2} \quad (I - 3)$$



$E (\text{V/cm}) \longrightarrow$

Les figures 6 et 7 représentent dans des conditions identiques de conductivité et de fréquence les variations de α et de α_{ar} en fonction de E .

L'interprétation de la première saturation est alors la suivante : quand on applique l'impulsion de tension, les vibrations acoustiques toujours présentes dans le cristal sont amplifiées dans les directions piézoélectriquement actives. Cette amplification étant sélective, ce sont les fréquences centrées autour de $\omega_M = \sqrt{\omega_C \omega_D}$ qui deviennent prépondérantes. Dans la propagation de la cathode à l'anode le niveau acoustique croît selon la loi $W = W_0 e^{2\alpha x}$. Si la conductivité du cristal est importante (de l'ordre de quelques $(\Omega \text{ cm})^{-1}$), le gain acoustoélectrique est suffisant pour qu'un domaine de haut champ se forme en un temps inférieur au temps de transit $T = L/v_S$. C'est le cas notamment des échantillons semiconducteurs dans lesquels $1/\tau$ se comporte bien comme α_+ . Ici le piégeage des porteurs par l'onde acoustique est très efficace et la saturation est très nettement marquée. Dans le cas de cristaux de moindre conductivité $\sigma \approx 10^{-4} (\Omega \text{ cm})^{-1}$, le gain acoustique est insuffisant pour que la formation du domaine puisse se faire en un temps $\tau < T$. Dans ce cas, l'onde acoustique se réfléchit aux extrémités de l'échantillon en subissant des pertes, et plusieurs aller - retours peuvent être nécessaires pour atteindre le niveau critique.

Le temps d'incubation τ_1 est alors donné par $(\alpha_{ar} + \alpha_p) v_S \tau_1 = \text{Cte}$. Dans cette expression α_p représente les pertes totales subies par l'onde acoustique lors des réflexions ou par interaction avec le réseau. L'inverse du temps d'incubation, $1/\tau_1$, doit, à une constante près, représenter le gain aller - retour α_{ar} . C'est bien effectivement ce qui a été observé quand $\tau > T$ en faisant varier le champ électrique et, dans ce cas, on obtient la courbe en cloche caractéristique en fonction de E .

Notons encore que, à champ constant, le temps d'incubation τ_1 décroît légèrement avec la conductivité puisque le gain aller - retour est une fonction croissante de σ .

De même, le champ critique E_{c_1} de cette première saturation est bien une fonction légèrement croissante de la conductivité comme l'indique la relation $E_{c_1} = \frac{v_s}{\mu} \left(1 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D}\right)^{1/2}$.

Cette analyse est confirmée par le fait que la saturation du courant ne se produit pas de manière brutale mais par étapes successives. Si l'on observe attentivement la variation du courant en fonction du temps lors de la saturation on constate l'existence d'"oscillations" dont la période T est égale à L/v_s (26). Ces oscillations montrent clairement que le niveau acoustique croît à chaque aller - retour jusqu'à atteindre un niveau suffisant pour piéger un maximum de porteurs.

On voit sur ces exemples que la théorie macroscopique et unidimensionnelle de D.L. WHITE donne une explication cohérente de la première saturation tout au moins en ce qui concerne l'aspect qualitatif du phénomène.

I - 3 - Interprétation de la deuxième saturation

Les caractéristiques de cette saturation sont différentes de celles de la première.

Dans le domaine expérimental exploré, $10^{-6} < \sigma < 10^{-3} (\Omega \text{ cm})^{-1}$ et $v_s/\mu < E < 3 v_s/\mu$:

- le champ critique E_{c_2} est bien supérieur au champ critique E_{c_1} (figures 2B, 3B, 5B),

- à l'inverse de E_{c_1} , E_{c_2} est une fonction décroissante de la conductivité (figures 2B, 3B, 5B¹),

- le temps d'incubation τ_2 est toujours inférieur à τ_1 ,

- l'inverse du temps d'incubation, $1/\tau_2$ est, sauf exception, une fonction sensiblement linéaire de E (figures 2A, 3A). Toutefois à faible conductivité, $1/\tau_2$ passe par un maximum lorsqu'on fait croître E (figures 4A, 5A). Ce dernier comportement ne semble pas avoir été remarqué par les équipes de chercheurs japonais A. ISHIDA, T. ISHIGURO, I. UCHIDA, Y. INUISHI⁽¹⁻⁸⁾ avant 1969,

- le temps d'incubation τ_2 est, comme τ_1 , une fonction décroissante de la conductivité.

La théorie linéaire unidimensionnelle ne pouvant rendre compte des phénomènes observés les trois hypothèses suivantes ont été avancées.

I-3-1- Théorie de l'émission stimulée de phonons

Les premières expériences d'absorption des ultrasons dans les métaux remontent à 1954⁽²⁷⁾ et ont été interprétées théoriquement par A. PIPPARD⁽²⁸⁻²⁹⁾. C'est en 1956⁽³⁰⁾ que G. WEINREICH montra, en utilisant un traitement phénoménologique, qu'il pouvait y avoir émission de phonons et non absorption lorsqu'on appliquait un champ électrique tel que les électrons de conduction soient supersoniques.

Cette théorie n'est cependant valable que si le produit du libre parcours moyen des électrons par le nombre d'onde des phonons est supérieur à 1.

Le formalisme quantique de l'interaction individuelle entre particules élémentaires a été développé dans les travaux de H.N. SPECTOR^(13,14), A.B. PIPPARD⁽¹⁵⁾, N. MIKOSHIBA⁽³¹⁾, S.G. ECKSTEIN⁽³²⁾, J. YAMASHITA et K. NAKAMURA⁽¹⁶⁾, et résumé par J. TAVERNIER⁽³³⁾.

Rappelons simplement les conclusions essentielles qui se déduisent des règles usuelles de conservation de l'énergie totale et de l'impulsion:

$$\vec{k}' = \vec{k} + \vec{q} \quad (I - 4)$$

$$\frac{\hbar^2 k'^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \hbar \omega(\vec{q}) \quad (I - 5)$$

En ne considérant que la partie linéaire des branches acoustiques la règle de conservation de l'énergie peut se mettre sous la forme :

$$\hbar k'^2 = \hbar k^2 + 2m q v_s \quad (I - 6)$$

Par élimination de k' entre (I-4 et I-6), il vient :

$$\vec{k} \cdot \frac{\vec{q}}{q} = \frac{m v_s}{\hbar} \cdot - \frac{q}{2} \quad (I - 7)$$

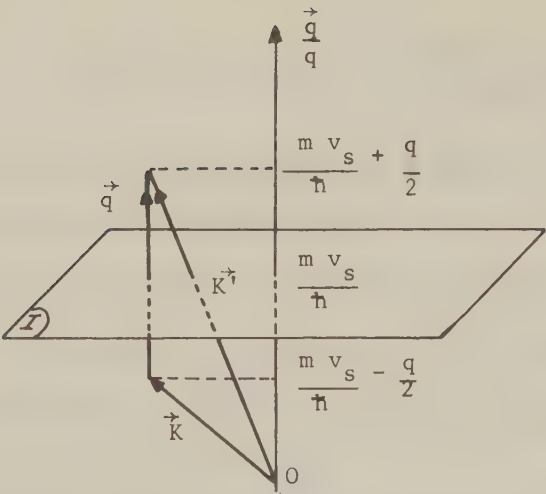


Fig 8 Conservation des vecteurs d'onde

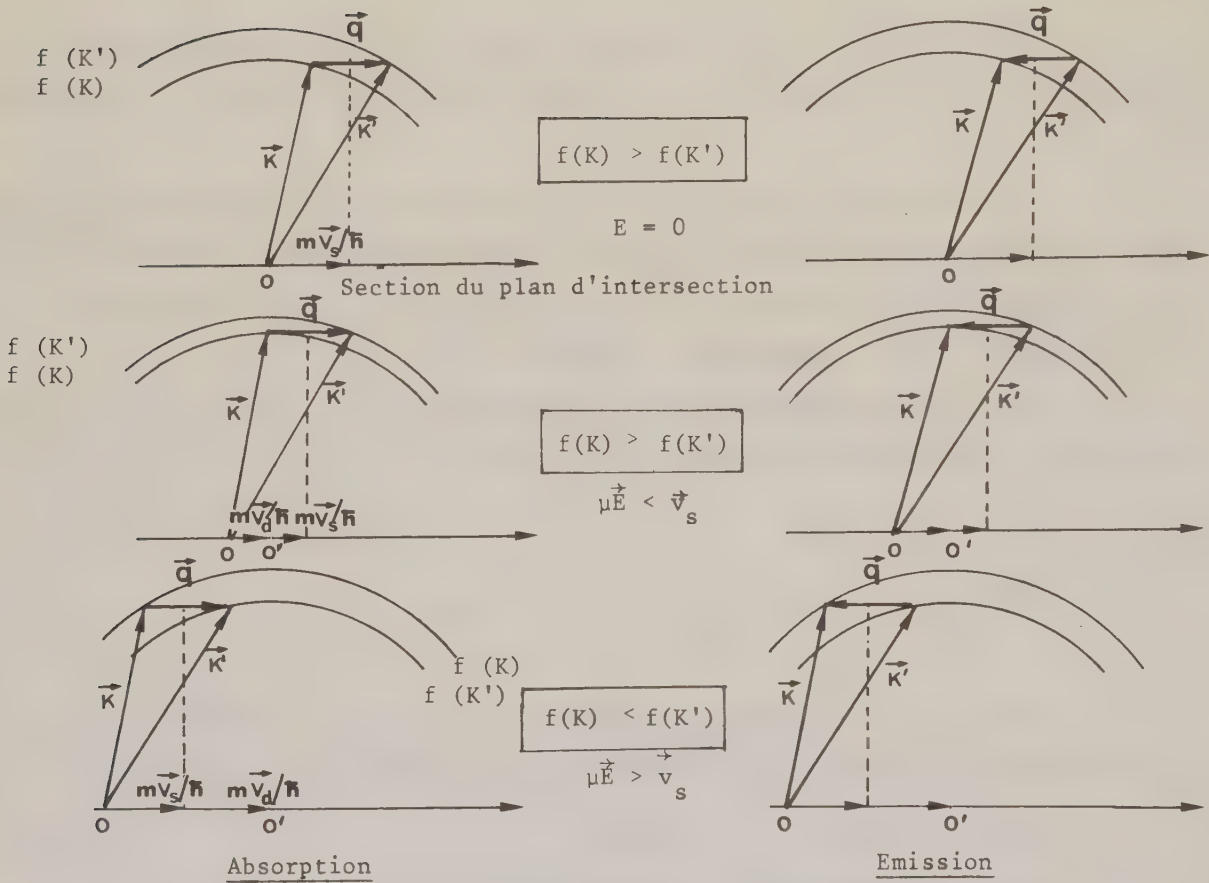


Fig 9 Processus quantique d'interaction entre électron et phonon.
Les courbes $f(K)$ et $f(K')$ représentent les sections des surfaces d'égale occupation

Le premier membre de cette équation n'est autre que la projection du vecteur d'onde $\vec{K}$ de l'électron sur le vecteur d'onde $\vec{q}$ du phonon. Le même traitement donne pour le vecteur $\vec{K}'$:

$$\vec{K}' \cdot \frac{\vec{q}}{q} = \frac{m v_s}{\hbar} + \frac{q}{2} \quad (I - 8)$$

Ces deux relations impliquent sur la figure 8 une symétrie des vecteurs $\vec{K}$ et $\vec{K}'$ par rapport au plan d'intersection I.

I-3-1-1- Effet d'un champ électrique : émission stimulée

En présence d'un champ électrique la répartition des électrons dans l'espace des moments, $f_0(K)$ est altérée. Si l'on suppose que le champ électrique perturbe de manière uniforme la quantité de mouvement de l'ensemble des électrons, il en résulte une translation de la fonction de répartition en énergie telle que :

$$f(\vec{K}, \vec{E}) = f_0\left(\vec{K} - \frac{m}{\hbar} \mu \vec{E}\right) \quad (I - 9)$$

Comparons à présent, les probabilités respectives d'émission ou d'absorption d'un phonon par collision avec un électron.

La probabilité d'absorption d'un phonon avec transfert d'un électron d'un état initial i à un état final f est proportionnelle :

- à la probabilité d'occupation de l'état initial f_i ,
- à la probabilité de non occupation de l'état final $1 - f_f$,
- au carré du module de l'élément de matrice de l'opérateur d'interaction supposé constant.

Le rapport de la probabilité d'absorption à la probabilité d'émission est donc donné simplement par :

$$\frac{P_{abs}}{P_{em}} = \frac{f_i (1 - f_f)}{f_f (1 - f_i)}$$

L'émission sera prépondérante si $f_f > f_i$ c'est-à-dire si $f(\vec{K}') > f(\vec{K})$.

En l'absence de champ électrique les distributions sont isotropes et données par la fonction de Fermi.

$|\vec{k}| < |\vec{k}'| \Rightarrow f(\vec{k}) > f(\vec{k}')$ c'est-à-dire que l'absorption est prépondérante.

En présence d'un champ électrique on doit comparer :

$$f_0(\vec{k} - \frac{m}{\hbar} \mu \vec{E}) \text{ à } f_0(\vec{k}' - \frac{m}{\hbar} \mu \vec{E})$$

La figure 9 illustre les deux situations possibles dans le cas où le champ électrique $\vec{E}$ est colinéaire au vecteur d'onde du phonon $\vec{q}$.

Pour $\mu E < v_s$, $|\vec{k} - \frac{m}{\hbar} \mu \vec{E}| < |\vec{k}' - \frac{m}{\hbar} \mu \vec{E}|$: l'absorption est prépondérante c'est-à-dire qu'il y a atténuation des ondes acoustiques.

Pour $\mu E > v_s$, $|\vec{k} - \frac{m}{\hbar} \mu \vec{E}| > |\vec{k}' - \frac{m}{\hbar} \mu \vec{E}|$: l'émission est prépondérante c'est-à-dire qu'il y a amplification du niveau acoustique.

La première conclusion est que, comme dans le cas d'une interaction collective, l'amplification des modes acoustiques n'a lieu que lorsque la vitesse des électrons devient supersonique mais l'aspect qualitatif et quantitatif est très nettement différent.

I-3-1-2- Expression du coefficient d'amplification

Elle a été donnée par J. YAMASHITA et K. NAKAMURA⁽¹⁶⁾ à partir des équations couplées de BOLTZMANN relatives à la fonction de distribution f des électrons et à la densité N des phonons.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial f}{\partial t} = - \frac{q \vec{E}}{\hbar} \cdot \text{grad}_k f + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \\ \frac{\partial N}{\partial t} = \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_c + \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_p \end{array} \right.$$

- l'indice c désigne le terme de collision électron-phonon

- l'indice p désigne l'interaction phonon-phonon

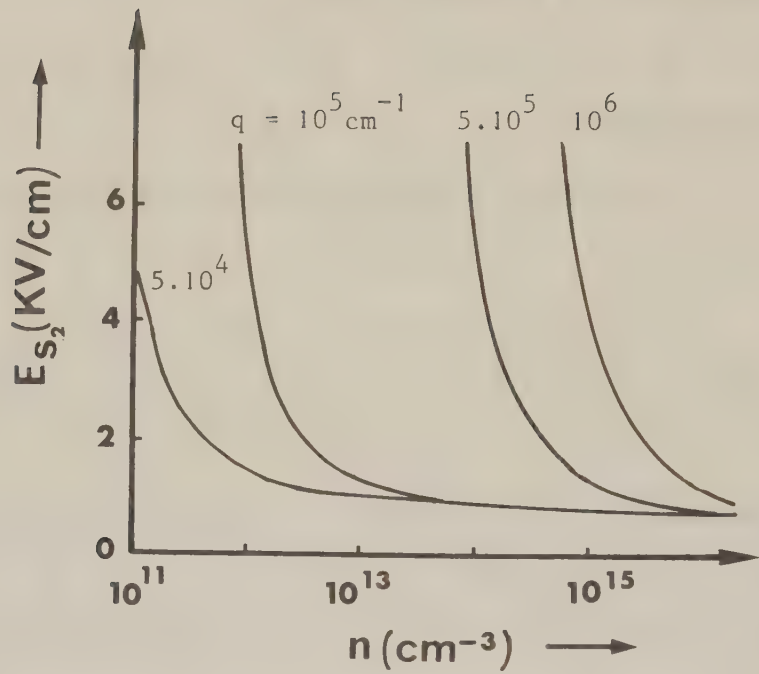


Fig 10 Variations du champ critique en fonction du nombre de porteurs (d'après I. UCHIDA⁽⁸⁾)

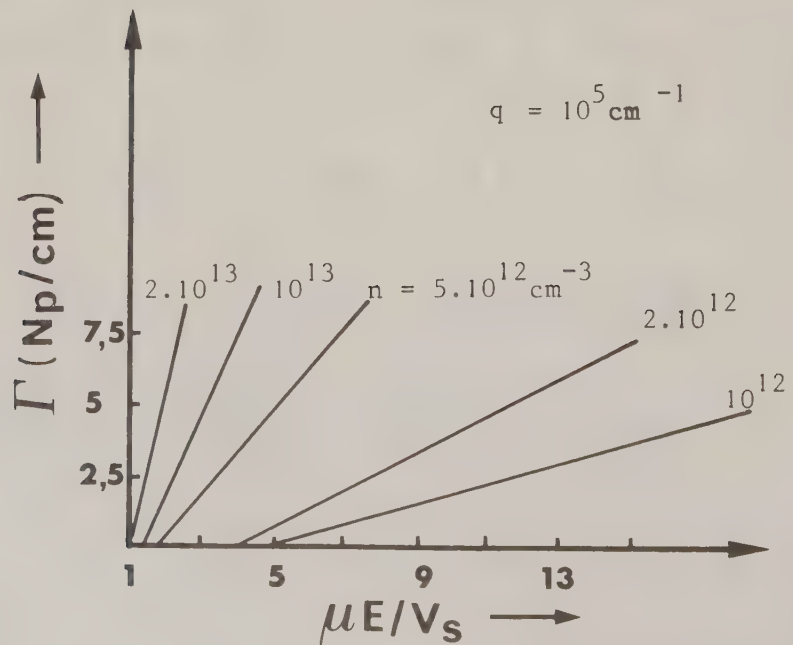


Fig 11 Variations du gain en fonction du champ électrique réduit (d'après I. UCHIDA⁽⁸⁾)

Dans l'hypothèse d'un faible couplage électron-phonon, la théorie des perturbations au premier ordre dépendant du temps permet de calculer les probabilités d'absorption ou d'émission d'un phonon et le coefficient d'amplification a pour expression :

$$\Gamma = C_0 \frac{e^{-\frac{x^4}{4}}}{x} \left(\frac{x^2}{x^2 + x_D^2} \right)^2 \left(\frac{\mu E}{v_s} - \frac{v_c}{v_s} \right) \quad (I - 10)$$

avec : $C_0 = 10^{-9}$. n en s^{-1} à $T = 300^\circ K$

n est la densité de porteurs libres en cm^{-3} .

$$\left\{ \begin{array}{l} x = \frac{\hbar q}{\sqrt{2 m^* k_B T}} \\ x_D = \frac{\hbar L_D}{\sqrt{2 m^* k_B T}} \\ L_D = \left(\frac{\epsilon k_B T}{4 \pi n q^2} \right)^{1/2} \text{ longueur de DEBYE} \end{array} \right. \quad (I - 11)$$

L'amplification a lieu pour $\mu E \geq v_c$ avec :

$$v_c = v_s \left(1 + \Delta x^3 \left(\frac{x^2 + x_D^2}{x^2} \right)^2 e^{\frac{x^2}{4}} \right) \quad (I - 12)$$

et $\Delta = 8.10^{17}/n$ à $T = 300^\circ K$.

La figure 10 représente la variation du champ de seuil $E_{s_2} = \frac{v_c}{\mu}$ en fonction du nombre de porteurs pour différents nombres d'onde : c'est une fonction décroissante de la conductivité qui tend vers $\frac{v_s}{\mu}$ pour les fortes valeurs de σ .

La figure 11 reproduit les variations du coefficient d'amplification en fonction du rapport $\frac{\mu E}{v}$ pour différentes concentrations de porteurs et à un nombre d'onde fixé.^S Ce gain est une fonction linéaire du champ électrique appliqué.

Notons la similitude d'aspect entre les courbes de la figure 10 et les courbes expérimentales des figures 2B, 3B, 5B et aussi l'accord qualitatif entre la croissance linéaire du gain Γ avec le champ électrique et celle de $1/\tau_2$ sur les figures 2A et 3A.

Toutefois la fragilité de cet accord est illustrée par les remarques suivantes :

- Dans les expériences de I. UCHIDA⁽⁸⁾ et R. CARRIERE⁽¹⁷⁾ le temps d'incubation τ_2 est tel que $\tau_2 \gg 2 T$. Ceci implique que les ondes acoustiques effectuent plusieurs aller - retours dans le cristal avant que le niveau critique ne soit atteint : or le gain aller - retour Γ_{ar} de la théorie quantique est toujours négatif.

- Sur les figures 2A et 3A, $1/\tau_2$ croît bien de façon linéaire avec E mais le domaine expérimental exploré reste faible $v_s/\mu < E < 3 v_s/\mu$. Cette dépendance linéaire disparaît d'ailleurs à très faible conductivité (fig 4A et 5A) et $1/\tau_2$ passe alors par un maximum.

- Les fréquences acoustiques supposées par la théorie quantique sont telles que $q \ell \gg 1$. Avec ℓ de l'ordre de $50 \text{ \AA}$ cela suppose des fréquences f supérieures à 10^4 GHz. Les mesures d'atténuation acoustique par interaction phonon-phonon dans le CdS, faites par J. ZUCKER et Co⁽³⁴⁾ jusqu'à 5 GHz, montrent une atténuation de l'ordre de 200 dB cm^{-1} à 5 GHz avec une croissance de l'ordre de 40 dB cm^{-1} par GHz. Bien qu'il soit difficile d'extrapoler ces résultats sur quatre ordres de grandeur, il semble bien que les pertes à des fréquences aussi élevées que 10^4 GHz soient considérables.

I-3-2- Amplification ambipolaire

Les premières expériences mettant en évidence la contribution des porteurs minoritaires à l'amplification électroacoustique ont été réalisées dans le tellure par I. ISHIGURO et T. TANAKA⁽³⁵⁾ et par M. FINK⁽³⁶⁾ à la suite des travaux de G. QUENTIN⁽³⁷⁾. Ce semi-conducteur présente en effet la propriété bien particulière d'avoir une conductivité de type p à basse température et une conductivité de type n au-dessus de 210° K avec un comportement quasi intrinsèque entre 190 et 210° K. On observe alors un changement dans la direction de propagation du domaine en faisant varier la température dans cette gamme.

On peut donc imaginer que, dans certaines conditions d'éclairement, la contribution des trous à l'amplification acoustoélectrique dans le CdS puisse devenir importante lors du retour d'une onde après réflexion. Les fréquences acoustiques optimales amplifiées par les électrons et par les trous étant différentes, on peut penser que l'une des saturations serait due aux électrons et l'autre aux trous.

Le calcul du coefficient d'amplification ambipolaire dans le cadre du modèle de D.L. WHITE a été fait par C.A.A.J. GREEBE⁽³⁸⁾ ; il est donné par la partie imaginaire de :

$$q = \frac{\omega}{v_s} \left(1 - \frac{k^2}{2} \frac{1 + j \left(\frac{\omega_{cn}}{\bar{\omega}_n} + \frac{\omega_{cp}}{\bar{\omega}_p} \right)}{1 + \left(\frac{\omega_{cn}}{\bar{\omega}_n} + \frac{\omega_{cp}}{\bar{\omega}_p} \right)^2} \right) \quad (I - 13)$$

Dans cette expression :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\omega}_n = \omega \left(\gamma_n - j \frac{\omega}{\omega_{Dn}} \right) \text{ avec } \gamma_n = 1 - \frac{\mu_n E}{v_s} \text{ et } \omega_{Dn} = \frac{v_s^2}{D_n} \\ \bar{\omega}_p = \omega \left(\gamma_p - j \frac{\omega}{\omega_{Dp}} \right) \text{ avec } \gamma_p = 1 - \frac{\mu_p E}{v_s} \text{ et } \omega_{Dp} = \frac{v_s^2}{D_p} \end{array} \right.$$

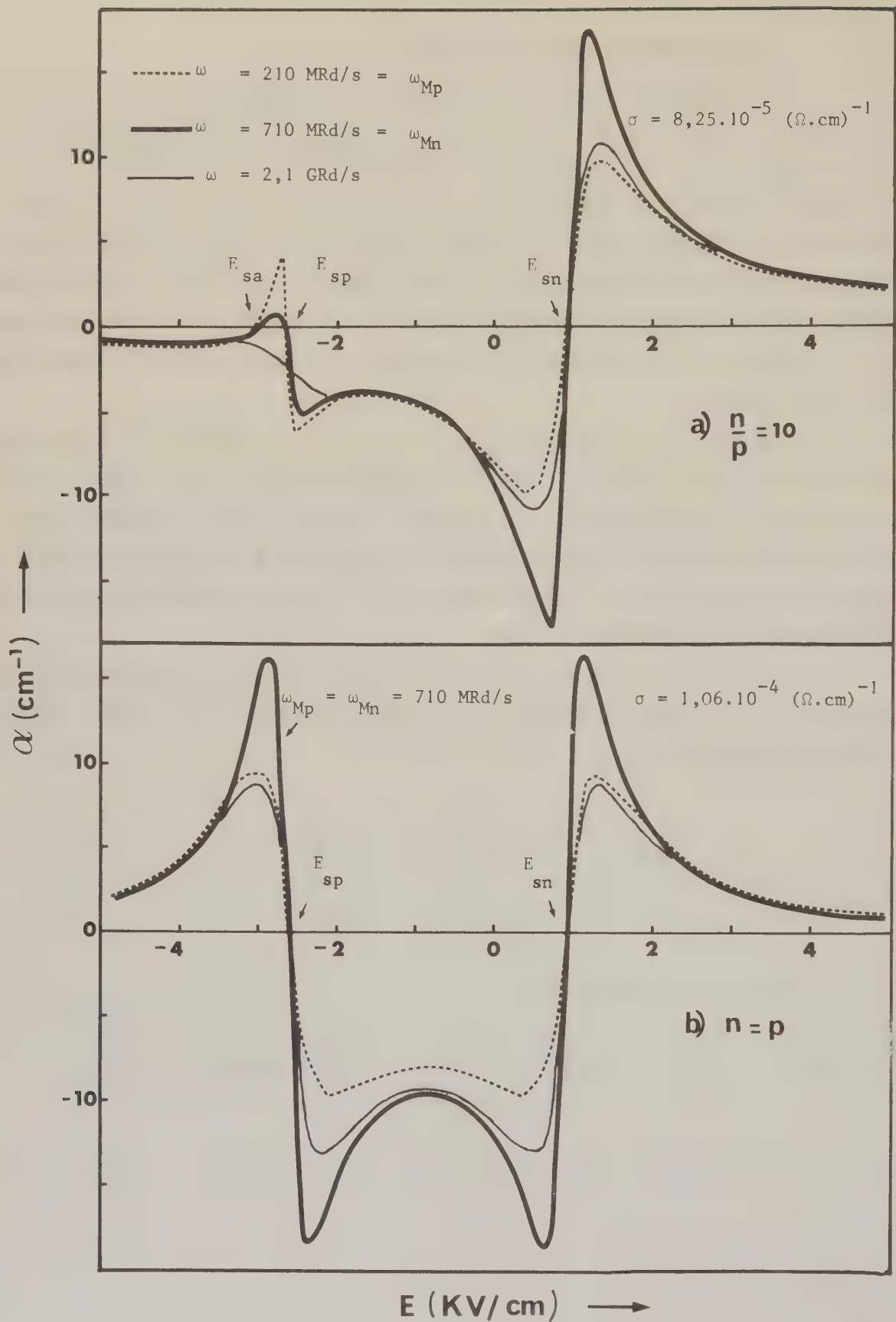


Fig 12 Variations de α en fonction de E pour un modèle à deux types de porteurs

Dans le cas particulier où la diffusion est négligeable, on obtient :

$$\alpha = - \frac{k^2}{2} \frac{\omega}{v_s} \frac{\frac{(1 - \frac{v_n}{v_s}) (1 - \frac{v_p}{v_s}) \cdot \frac{\sigma_n + \sigma_p}{\epsilon \omega}}{1 - \frac{v_a}{v_s}}}{\left(\frac{(1 - \frac{v_n}{v_s}) (1 - \frac{v_p}{v_s})}{1 - \frac{v_a}{v_s}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_n + \sigma_p}{\epsilon \omega} \right)^2} \quad (I - 14)$$

où $v_a = \frac{v_p \sigma_n + v_n \sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p}$ est la vitesse ambipolaire

I-3-2-1- Résultats remarquables

Nous avons fait une étude numérique du coefficient d'amplification α donné par la formule (I-13) qui ne diffère d'ailleurs qu'assez peu des résultats obtenus en négligeant la diffusion (formule I-14).

Les caractéristiques essentielles sont les suivantes :

- le coefficient d'amplification s'annule et change de signe pour trois valeurs du champ électrique :

$$E_{sn} = \frac{v_s}{\mu_n}, \text{ seuil d'amplification par les électrons}$$

$$E_{sp} = \frac{v_s}{\mu_p}, \text{ seuil d'amplification par les trous}$$

$$E_{sa} = \frac{v_s}{\mu_a}, \text{ seuil d'amplification ambipolaire}$$

$$\text{avec } \mu_a = \frac{\mu_p \sigma_n + \mu_n \sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p}$$

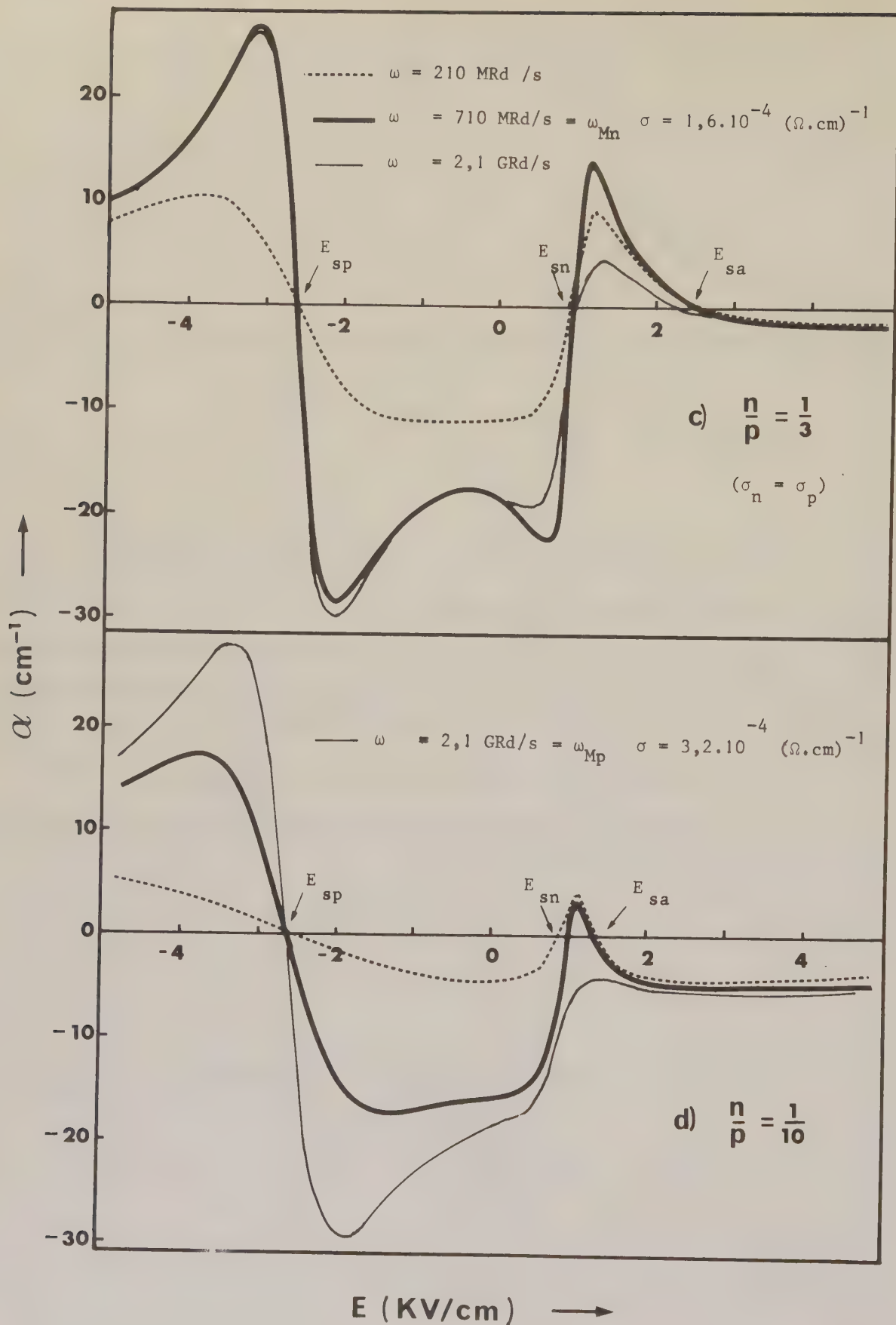


Fig 13 Identique à la figure 12 mais pour deux autres valeurs du rapport $\frac{n}{p}$

Il existe donc deux domaines d'amplification pour les porteurs (fig 12 et 13).

- Les maxima d'amplification de la courbe $\alpha = f(E)$ sont fonction :

- du rapport des concentrations $\frac{n}{p}$,

- de la fréquence acoustique : l'amplification par les électrons est maximale pour la pulsation $\omega_{Mn} = \sqrt{\omega_{cn} \omega_{Dn}}$ et l'amplification par les trous pour $\omega_{Mp} = \sqrt{\omega_{cp} \omega_{Dp}}$.

L'amplification par les électrons devient égale à celle des trous lorsqu'on atteint le régime intrinsèque ($n = p$), la mobilité ambipolaire devient alors nulle et le seuil d'amplification correspondant E_{sa} est rejeté à l'infini.

Dans le cas d'un semiconducteur extrinsèque le champ ambipolaire se situe près du champ de seuil d'amplification par les minoritaires. Le domaine en champ électrique pour la rétroamplification se réduit alors d'autant plus que le corps est plus fortement dopé.

I-3-2-2- Interprétation de la double saturation

L'existence d'un temps d'incubation $\tau_2 > 2T$ oblige à tenir compte de la propagation acoustique dans les deux sens. Nous avons donc fait l'étude numérique du gain aller - retour $\alpha_+ + \alpha_-$ dans l'hypothèse ambipolaire.

Les courbes obtenues sont représentées sur les figures 14 et 15.

Les valeurs des champs électriques de seuil qui donnent une double amplification (fig 14) sont telles que :

$$E_{c1} \approx \frac{v_s}{\mu_n} \quad \text{et} \quad E_{c2} \approx \frac{v_s}{\mu_p}$$

Expérimentalement le champ critique E_{c2} est compris entre 1500 et 2700 V/cm ce qui impose un rapport de mobilités tel que :

$$1,7 < \frac{\mu_n}{\mu_p} < 3$$

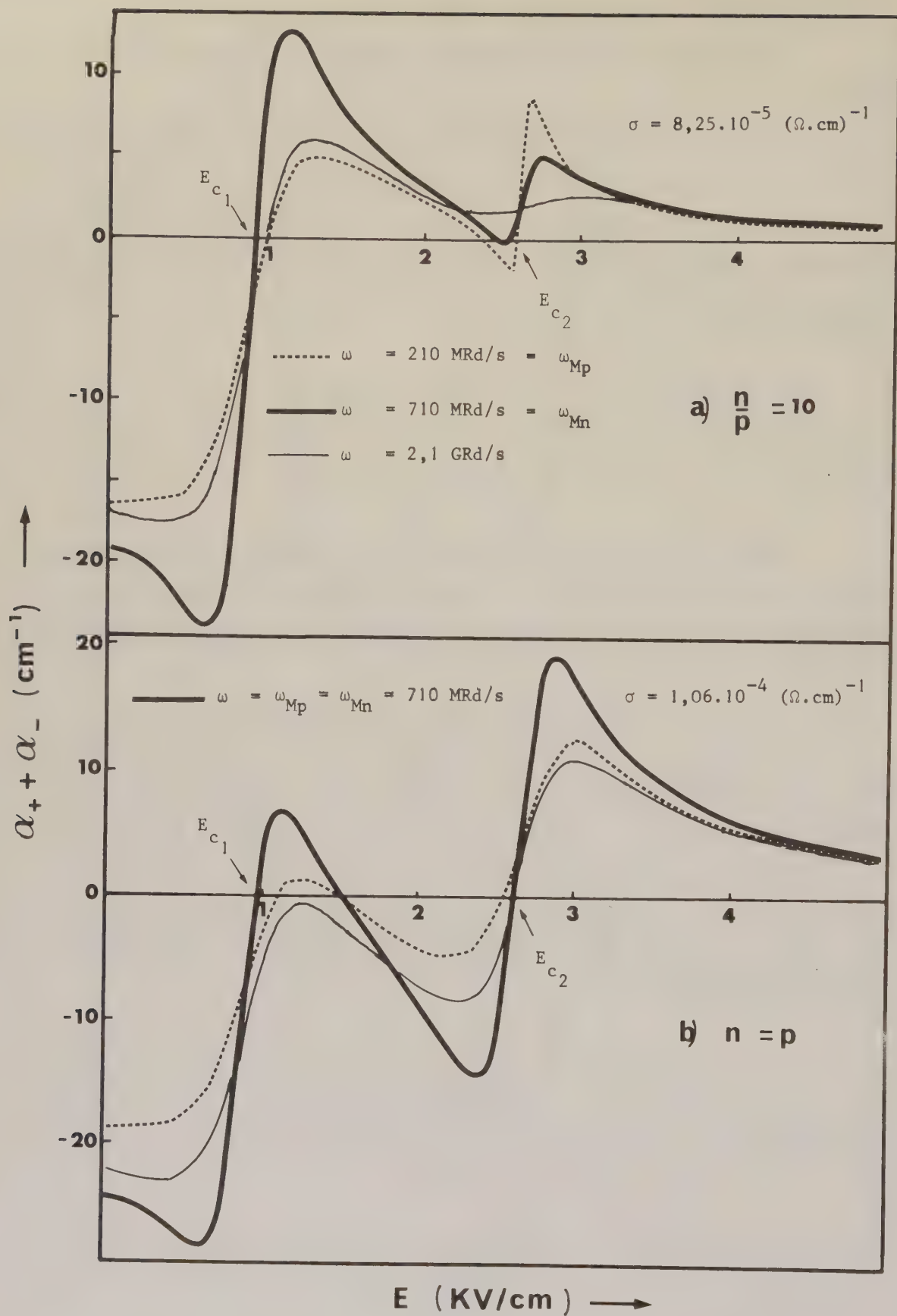


Fig 14 Variations théoriques du gain net $\alpha_+ + \alpha_-$ pour un modèle à deux types de porteurs

Nous avons pris $\frac{\mu_n}{\mu_p} = 3$ pour nos études numériques de $\alpha_+ + \alpha_-$.

Dans ce cas la mobilité des trous est de l'ordre de $65 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Ces valeurs sont supérieures à celles qui ont été mesurées par effet Hall :

$$15^{(39)} < \mu_p < 50^{(40)} \text{ cm}^2/\text{Vs}.$$

Pour que les courbes théoriques $\alpha_+ + \alpha_- = f(E)$ représentent valablement les variations expérimentales de $1/\tau_1$ et $1/\tau_2$, il faut d'abord que le rapport des minima des deux temps d'incubation soit de l'ordre de grandeur de l'inverse du rapport correspondant des deux maxima de $\alpha_+ + \alpha_-$. Ainsi en ce qui concerne l'échantillon dont les caractéristiques sont représentées sur la figure 3A on trouve un rapport $\frac{\tau_{1m}}{\tau_{2m}} \approx 3$.

Les courbes théoriques vérifiant cette condition sont obtenues pour des concentrations $n < p$ c'est-à-dire en régime de conduction quasi intrinsèque de type p. De tels rapports de concentration pour du CdS photoconducteur ne doivent pas surprendre puisque R.H. BUBE et H.E. Mc DONALD⁽⁴¹⁾ ont mesuré des rapports de concentration allant jusqu'à $\frac{p}{n} = 60$. Il faut toutefois souligner que ces auteurs déduisaient ce rapport de la décroissance de la mobilité de Hall et qu'ils ne pouvaient le faire qu'avec une hypothèse sur la mobilité des trous qu'ils prenaient telle que $\frac{\mu_n}{\mu_p} = 10$.

Outre le caractère plus ou moins convainquant des hypothèses faites sur $\frac{n}{p}$ et sur μ_n et μ_p , l'explication par une contribution ambipolaire se heurte à une objection beaucoup plus grave qui est la suivante : il existe (fig 14) une gamme de champs électriques comprise entre E_{c1} et E_{c2} pour laquelle le gain acoustoélectrique $\alpha_+ + \alpha_-$ devient négatif c'est-à-dire² qu'on observerait, pour des valeurs croissantes de E , l'apparition puis la disparition de la première saturation avant l'apparition de la deuxième saturation.

Ce modèle ne peut, par conséquent, expliquer la coexistence des deux saturations.

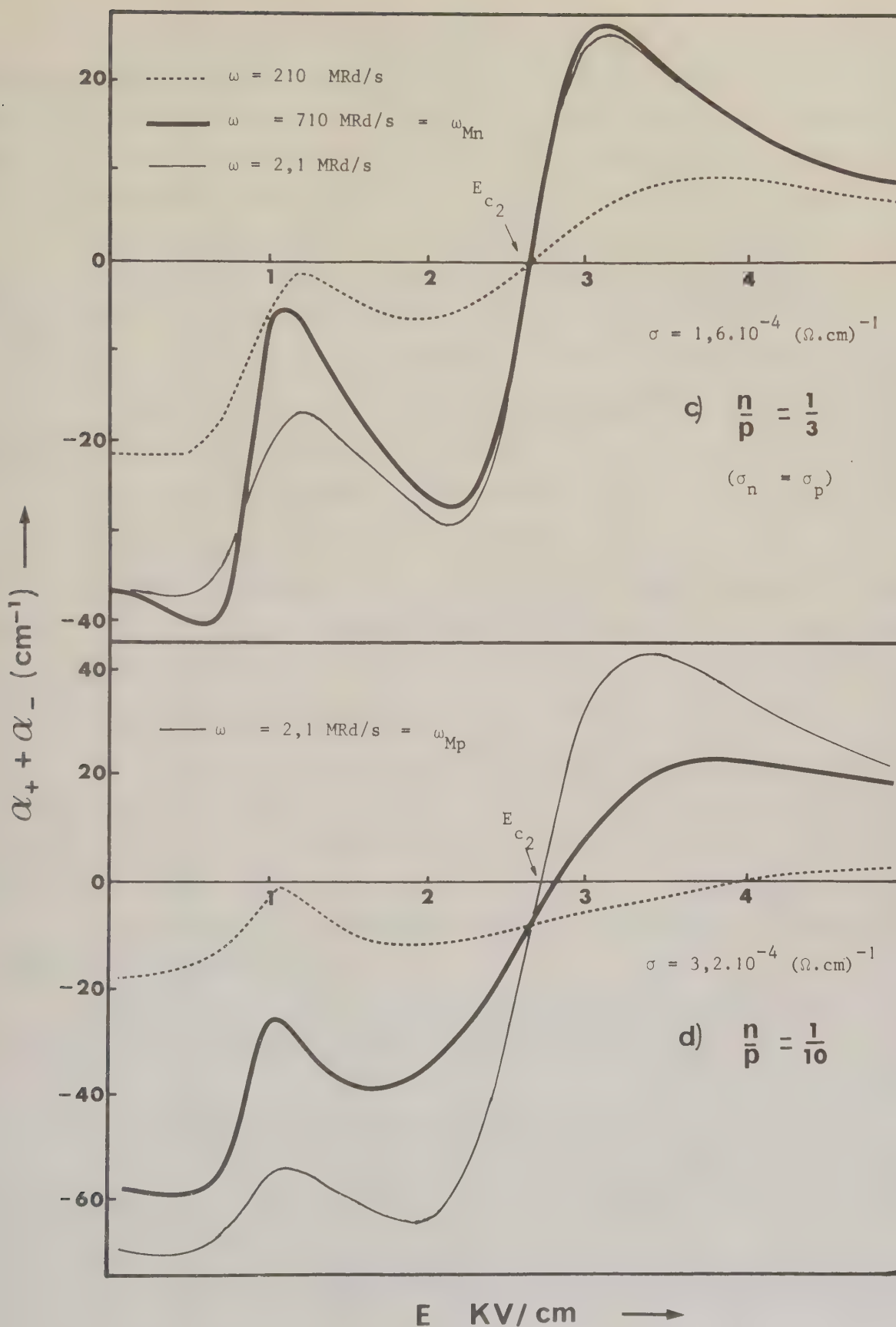


Fig 15 Mêmes variations que précédemment mais pour deux autres valeurs du rapport $\frac{n}{p}$

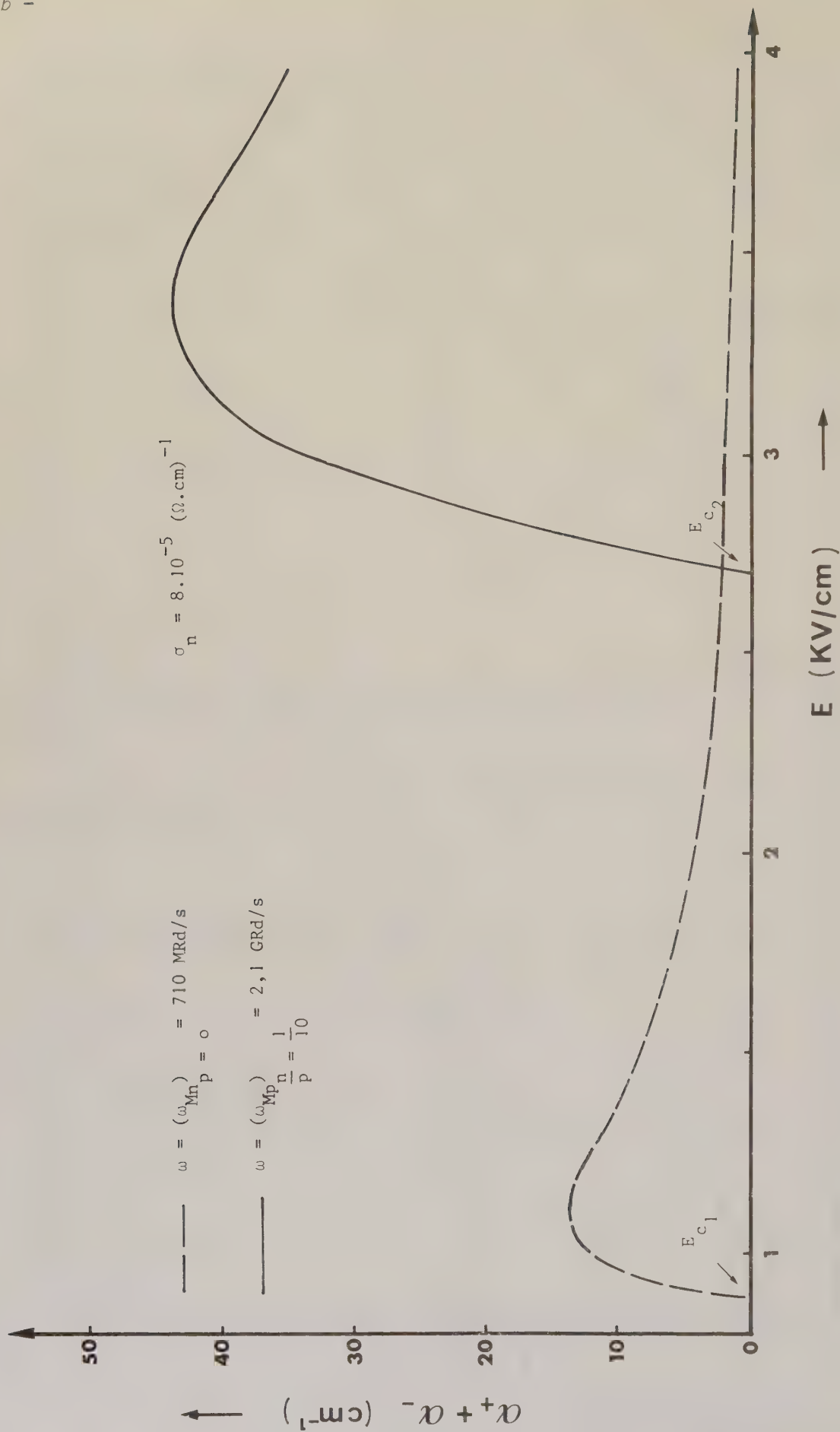


Fig 16 Variations de $\alpha_+ + \alpha_-$ en fonction de E pour les deux fréquences susceptibles de provoquer la double saturation.

Il est possible, bien sûr, de raffiner le modèle en faisant intervenir les durées de vie respectives des électrons et des trous τ_n et τ_p . Dans le CdS photoconducteur τ_p est bien plus petit que τ_n de telle sorte que la présence des trous ne se manifesterait que pour des vibrations mécaniques de fréquences supérieures à $1/\tau_p$ (de l'ordre de 10 à 100 MHz). Pour les fréquences inférieures le CdS se comporterait comme un semiconducteur de type n. Un tel modèle suppose une durée de vie des trous $\tau_p < 10^{-8}$ s ce qui est en accord avec les résultats de W. PALZ et W. RUPPEL⁽⁴²⁾ qui donnent $10^{-14} < \tau_p < 10^{-8}$ s et de W.E. SPEAR et J. MORT⁽³⁹⁾ pour lesquels $\tau_p \approx 10^{-7}$ s.

Sur cette base on peut effectivement aboutir aux conclusions suivantes en accord avec l'expérience (fig 16) :

- le champ critique E_{c_2} est supérieur à E_{c_1} .
- le temps d'incubation τ_2 peut être inférieur à τ_1
- les variations de $1/\tau_2$ en fonction de E sont semblables à celles de $1/\tau_1$ c'est-à-dire une courbe en cloche avec un domaine plus ou moins étendu de croissance linéaire.

Il reste cependant deux objections majeures à savoir :

- le fait qu'on ne peut expliquer la décroissance de E_{c_2} avec la conductivité, sauf, comme l'a fait R. CARRIERE⁽¹⁷⁾, qui, s'appuyant sur les travaux de R.H. BUBE⁽⁴¹⁾, admettait une augmentation de la mobilité des trous avec l'éclairement,
- l'impossibilité de rendre compte de plus de deux paliers de saturation dans la caractéristique I (V).

Notons enfin que le caractère très sophistiqué de ce modèle et le nombre d'hypothèses à faire le rend très peu crédible.

I-3-3- Amplification d'une onde de porteurs

Cette hypothèse due à C.F. QUATE consiste à considérer que le deuxième palier est en fait une croissance du courant par rapport au niveau qui correspondrait à la première saturation.

On peut en effet imaginer un dépiégeage des porteurs par un processus inverse de l'amplification acoustique dans lequel il y aurait transfert d'énergie des ondes acoustiques aux porteurs libres.

L'existence de telles ondes de plasma dans un semiconducteur a, en effet, été démontrée par G.S. KINO⁽⁴³⁾ et mise en évidence par B.E. BURKE⁽⁴⁴⁾ sur InSb en champs électrique et magnétique croisés.

L'idée de C.F. QUATE était donc que ces ondes de porteurs pouvaient aussi bien exister dans des semiconducteurs piézoélectriques.

Notre premier travail a donc consisté à en faire l'étude théorique et à voir dans quelles conditions ces ondes pouvaient être amplifiées par interaction acoustoélectrique.

I-3-3-1- Ondes de porteurs dans un semiconducteur non piézoélectrique extrinsèque

Le problème étant supposé unidimensionnel, les équations de départ sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} J = \rho_c \mu E - D \frac{\partial \rho_c}{\partial x} \\ \frac{\partial D}{\partial x} = \rho_c \quad D : \text{induction électrique} \\ \frac{\partial J}{\partial x} + \frac{\partial \rho_c}{\partial t} = 0 \end{array} \right. \quad (I - 15)$$

En supposant l'excitation sinusoïdale de la forme $e^{j(\omega t - qx)}$, au premier ordre, on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{J} = \tilde{\rho}_c \mu E + \sigma \tilde{E} + j q D \tilde{\rho}_c \\ - j q \tilde{D} = \tilde{\rho}_c = - j q \epsilon \tilde{E} \\ q \tilde{J} = \tilde{\rho}_c \omega \end{array} \right. \quad (I - 16)$$

Par substitution on aboutit à l'équation de propagation :

$$j D q^2 + \mu E q + j \omega_c - \omega = 0$$

Les solutions sont de la forme :

$$q = \frac{-\mu E \pm \sqrt{\mu^2 E^2 + 4D(\omega_c + j\omega)}}{2jD} \quad (I - 17)$$

Dans le cas $\mu^2 E^2 \gg 4D\sqrt{\omega_c^2 + \omega^2}$, les deux solutions s'écrivent :

$$q_+ = \frac{\omega}{\mu E} - \frac{j\omega_c}{\mu E} \quad (I - 18)$$

$$q_- = \frac{-\omega}{\mu E} + j\left(\frac{\omega_c}{\mu E} + \frac{\mu E}{D}\right)$$

Il existe donc deux ondes de porteurs se propageant :

- l'une dans le sens de μE avec l'atténuation $\frac{\omega_c}{\mu E}$,
- l'autre dans le sens de $-\mu E$ avec l'atténuation $\frac{\omega_c}{\mu E} + \frac{\mu E}{D}$.

On peut envisager une amplification de la moins atténuée de ces deux ondes (q_+) par couplage avec un champ acoustique dans un milieu piézoélectrique.

I-3-3-2- Ondes de porteurs dans un matériau semiconducteur et piézoélectrique. Cas général

Les équations et hypothèses de départ sont les mêmes que celles introduites par D.L. WHITE dans sa théorie linéaire. Le vecteur de propagation est donné par :

$$q^2 = \frac{\omega^2}{v_s^2} \frac{1}{1 + K^2 \frac{1}{1 - j\frac{\omega_{cn}}{\bar{\omega}_n} - j\frac{\omega_{cp}}{\bar{\omega}_p}}} \quad (I - 19)$$

$$\begin{aligned} \text{avec } \bar{\omega}_n &= \omega - q \mu_n E - j q^2 D_n \\ \bar{\omega}_p &= \omega - q \mu_p E - j q^2 D_p \end{aligned} \quad (I - 20)$$

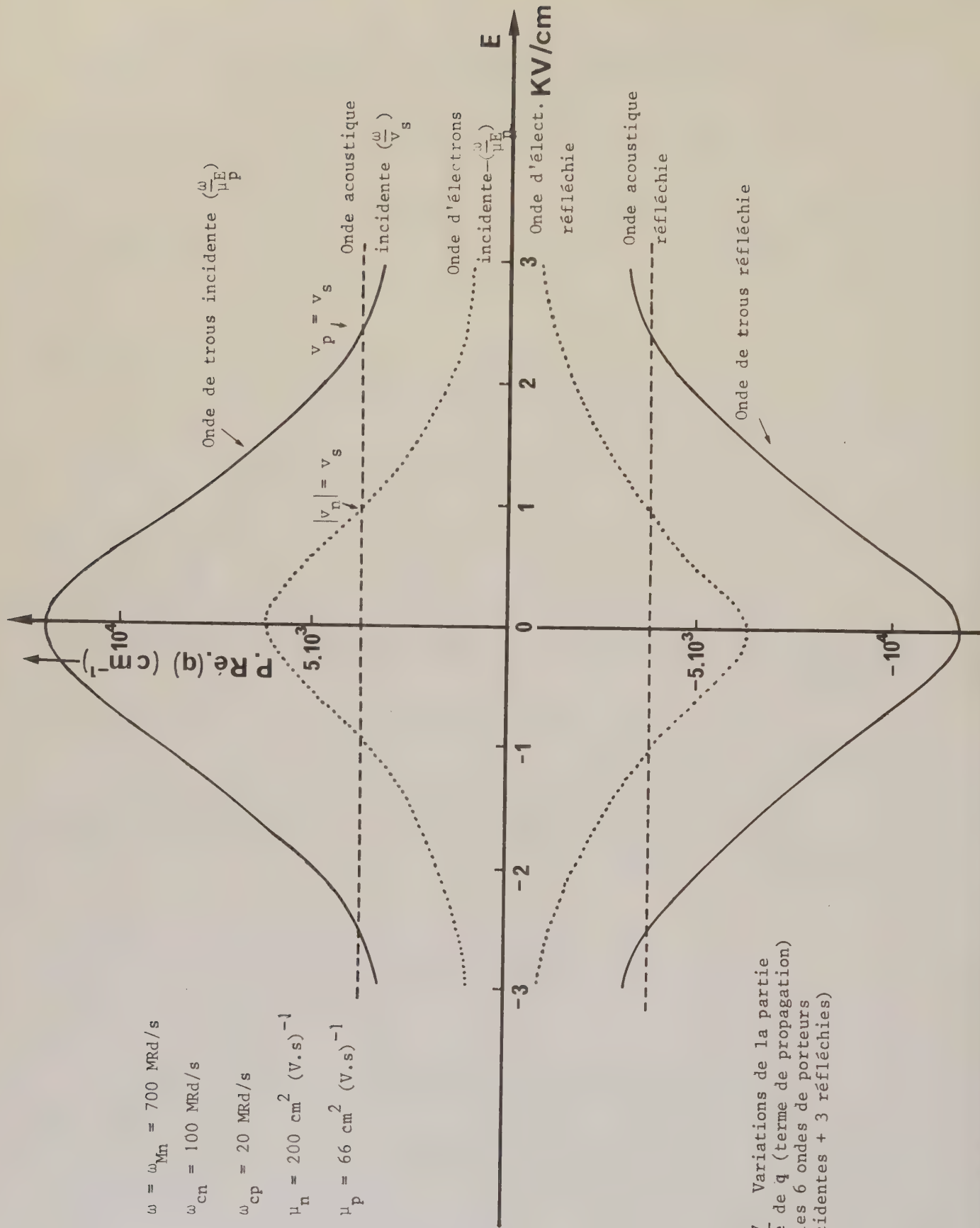


Fig 17 Variations de la partie réelle de q (terme de propagation) pour les 6 ondes de porteurs (3 incidentes + 3 réfléchies)

A ce stade du calcul D.L. WHITE ne considère que la solution non dispersive $q = \frac{\omega}{v_s}$ car, d'une part il développe le dénominateur qu'il met sous la forme de $1 + \epsilon$, et d'autre part il remplace q par $\frac{\omega}{v_s}$ dans $\bar{\omega}_n$ et $\bar{\omega}_p$.

Si par contre, on veut s'intéresser aux solutions dispersives de (I - 19) il faut résoudre cette équation qui est du sixième degré en q . Pour ce faire, nous avons fait appel à une méthode de calcul numérique en mettant au point un sous-programme de résolution des équations du nième degré en complexe (voir Appendice).

La figure 17 représente l'évolution des parties réelles des six racines en fonction du champ électrique E . Nous retrouvons les deux ondes de porteurs non dispersives (couplées directement aux ondes acoustiques aller et retour) mais aussi quatre ondes dispersives dont deux peuvent être attribuées aux électrons et deux autres aux trous.

Pour le voir, il suffit de considérer le comportement asymptotique de leur terme de propagation en $\pm \frac{\omega}{\mu} E$ et $\pm \frac{\omega}{\mu_p} E$ respectivement. Les figures 18 et 19 donnent l'évolution des parties imaginaires représentant l'amplification ou l'atténuation pour les deux ondes non dispersives et à une échelle différente pour les quatre ondes dispersives.

Nous retrouvons, d'une part (fig 18) l'amplification électroacoustique à deux types de porteurs, et d'autre part (fig 19) les ondes de porteurs dispersives qui sont très fortement atténuées mais dont l'atténuation diminue lorsque le champ électrique augmente.

La figure 20, illustre l'effet du couplage piézoélectrique dans le domaine $E \sim \frac{v_s}{\mu_p}$. On voit clairement que le maximum d'atténuation de l'onde acoustique correspond à un minimum d'atténuation de l'onde de porteurs (trous).

Les paramètres ajustables sont ici encore le rapport p/n et le rapport des mobilités μ_p / μ_n . Rappelons à ce sujet que la mobilité n'intervient pas dans la valeur maximale de l'amplification électroacoustique

$$\alpha_{Mp} = \frac{k^2 \omega_{Mp}}{8 v_s} \propto \sqrt{p}. \quad (I - 21)$$

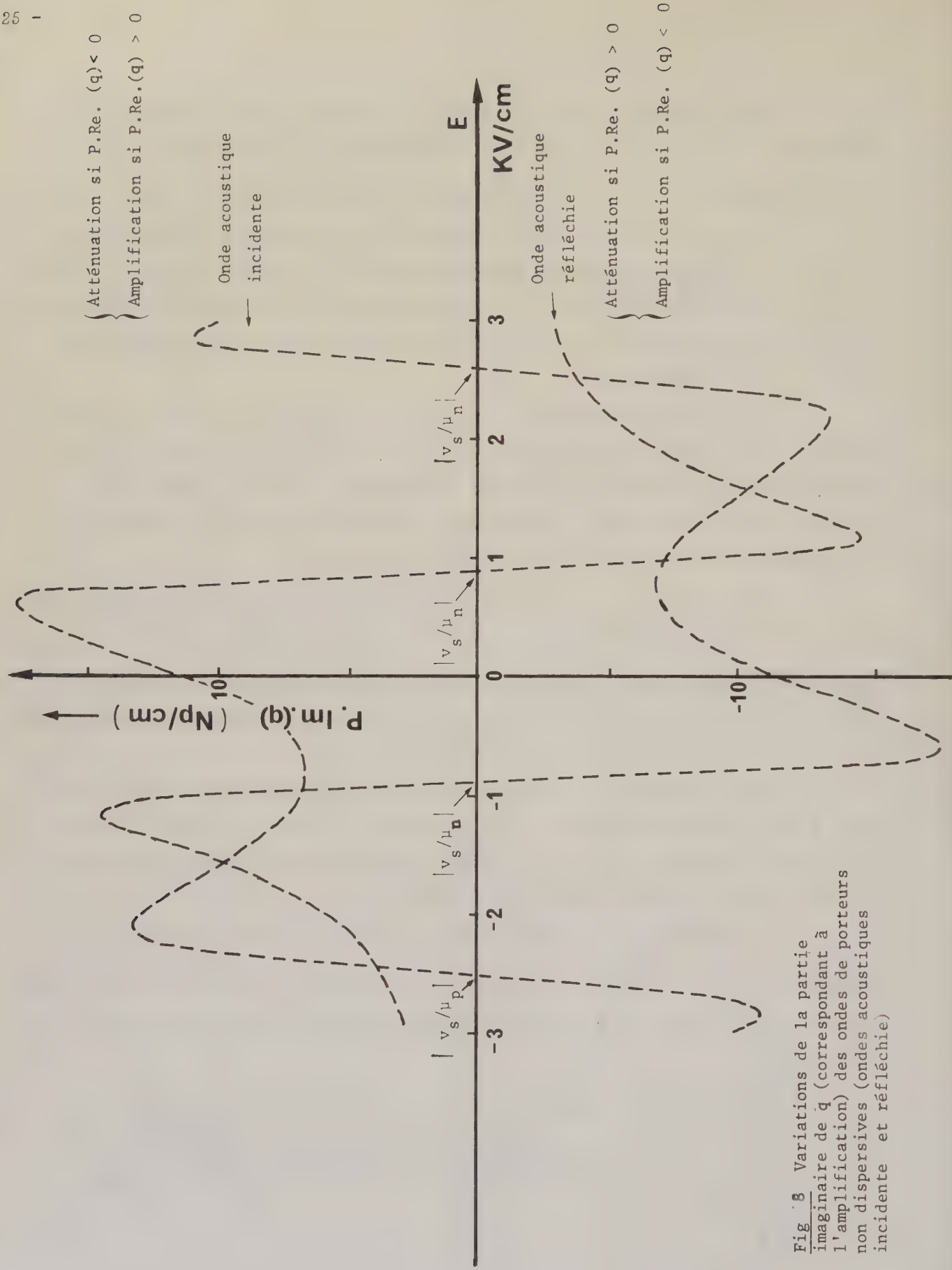


Fig. 3 Variations de la partie imaginaire de q (correspondant à l'amplification) des ondes de porteurs non dispersives (ondes acoustiques incidente et réfléchie)

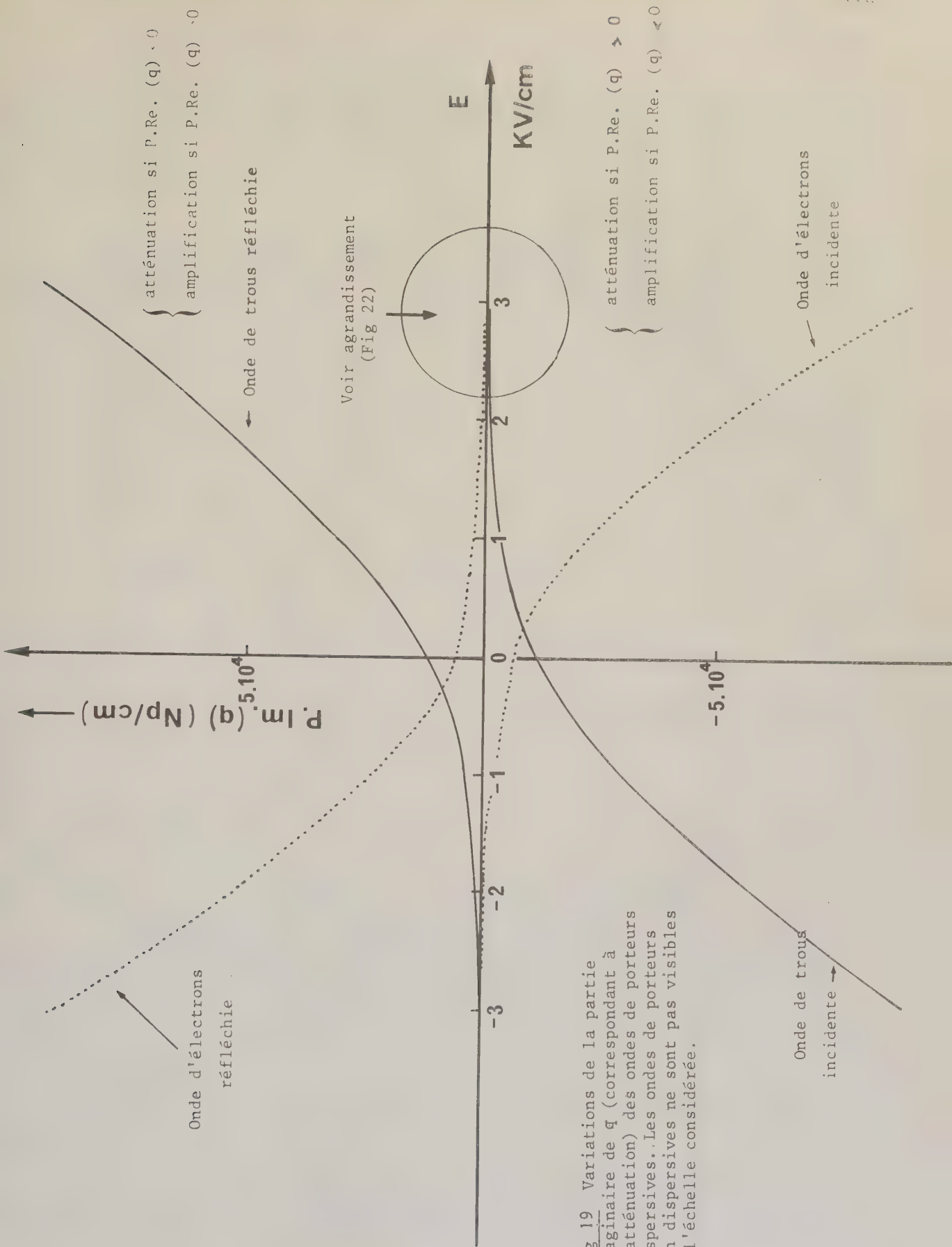


Fig 19 Variations de la partie imaginaire de q (correspondant à l'atténuation) des ondes de porteurs dispersives. Les ondes de porteurs non dispersives ne sont pas visibles à l'échelle considérée.

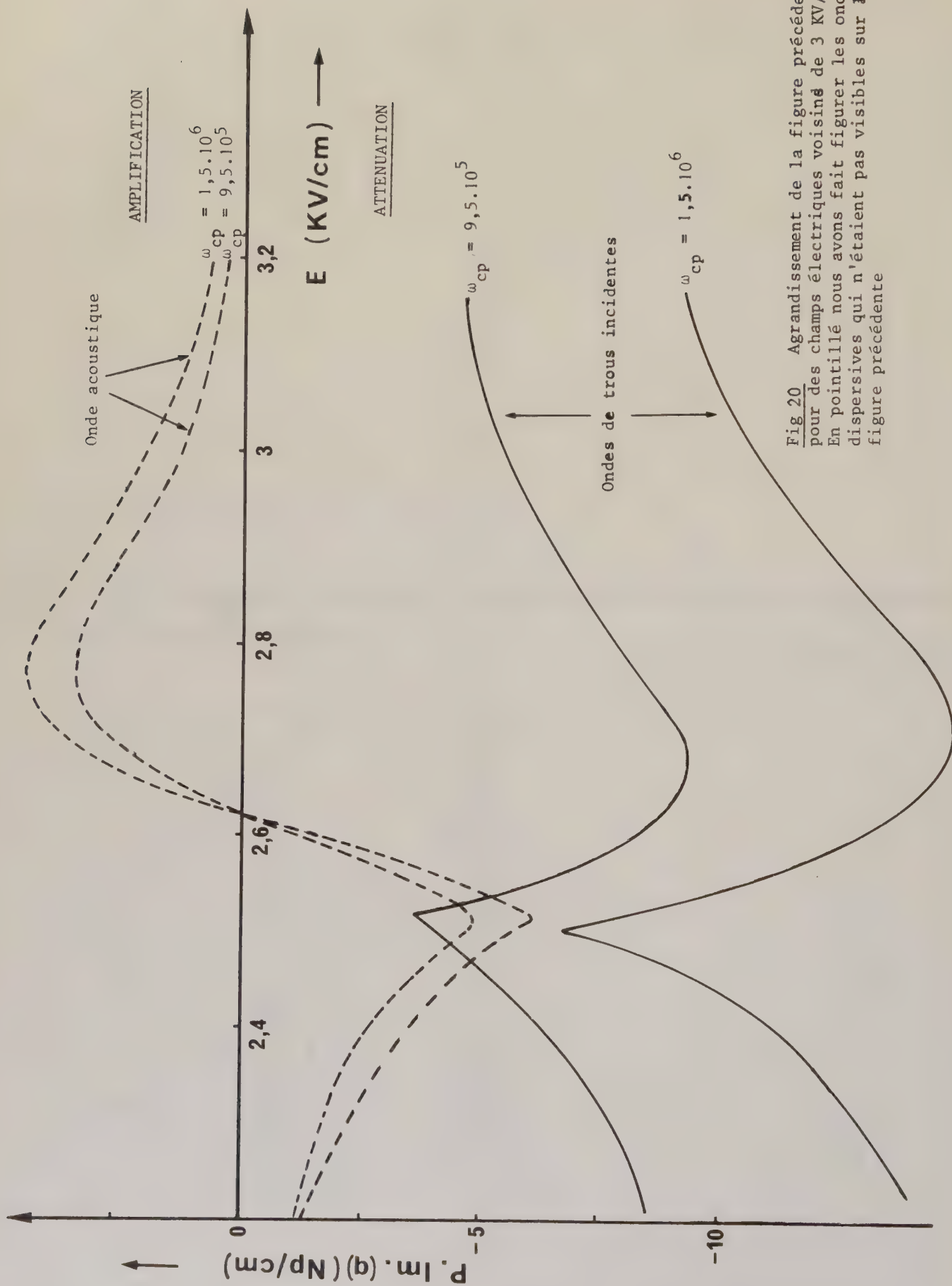


Fig 20 Agrandissement de la figure précédente pour des champs électriques voisins de 3 KV/cm. En pointillé nous avons fait figurer les ondes non dispersives qui n'étaient pas visibles sur la figure précédente

Le minimum d'atténuation de l'onde dispersive peut approximativement s'exprimer à l'aide des relations (I - 18) et (I - 21). Nous obtenons :

$$\alpha_{\min} \approx \frac{K^2}{8 v_s} \quad \omega_{Mp} - \frac{\omega_{cp}}{\mu_p E_{mp}} = \alpha_{Mp} - \text{atténuation due aux porteurs} \quad (I - 22)$$

E_{mp} est le champ correspondant à l'obtention de ce minimum d'atténuation c'est-à-dire au maximum d'atténuation de l'onde acoustique. Il s'écrit :

$$E_{mp} = \frac{v_s}{\mu_p} \left(1 - 2 \sqrt{\frac{\omega_{cp}}{\omega_{Dp}}} \right) \quad (I - 23)$$

Par substitution de E_{mp} dans l'expression de $\alpha_{\min}$ nous aboutissons à :

$$\alpha_{\min} \approx \frac{\omega_{Mp}}{v_s} \left(\frac{K^2}{8} - \frac{\sqrt{\omega_{cp}}}{\sqrt{\omega_{Dp}} - 2 \sqrt{\omega_{cp}}} \right) \quad (I - 24)$$

Une amplification peut être obtenue pour :

$$\omega_{cp} < \frac{K^4}{64} \frac{\omega_{Dp}}{\left(1 + \frac{K^2}{4} \right)} \approx \frac{K^4}{64} \omega_{Dp} \quad (I - 25)$$

Dans le CdS, ω_{Dp} est de l'ordre de $2 \cdot 10^{10}$ Rd/s et $K^2 \approx 3 \cdot 10^{-2}$, ce qui nous impose un seuil d'amplification pour :

$$\omega_{cp} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ Rd/s}$$

La condition (I-25) fixe la valeur maximale du produit $p \mu_p^2$. Pour pouvoir la réaliser, sans altérer la valeur de $\alpha_{\min}$ qui est proportionnel à $\sqrt{p}$, il faut diminuer μ_p , donc augmenter le champ de seuil v_s/μ

Cette analyse s'est finalement avérée infructueuse car, en prenant des valeurs raisonnables pour p/n ou μ_p/μ_n , nous n'avons jamais pu obtenir théoriquement une amplification de l'onde de porteurs dans le CdS.

- 4 - Conclusion

Les conclusions que l'on pouvait tirer à l'issue de cette première période de notre travail étaient les suivantes :

- la théorie quantique est certainement incapable d'expliquer aussi bien qualitativement que quantitativement les multisaturations.

- l'amplification ambipolaire et l'amplification d'ondes de porteurs ne peuvent également être retenues sérieusement en raison du nombre de paramètres ajustables et des valeurs peu vraisemblables qu'il faut leur attribuer.

- l'explication doit se trouver dans le cadre de la théorie classique de D.L. WHITE et avec un modèle à un seul type de porteurs.

Nous avons alors proposé⁽²¹⁾ une explication basée sur la contribution des modes acoustiques hors axe que nous allons exposer.

C H A P I T R E I I

AMPLIFICATION DES MODES HORS AXE

II - 1 - Généralités

Nous entendons par modes acoustiques hors axe, des modes dont la direction de propagation fait un angle $\theta \neq 0$ avec celle du champ électrique d'entraînement.

L'amplification de ces modes se produit quand la composante utile de la vitesse de drift $\mu E \cos \theta > v_s$.

La première mise en évidence expérimentale est due à J.H. Mc FEE⁽¹⁸⁾ qui opérait sur un cristal de CdS avec $\vec{E}$ parallèle à l'axe A6. Les modes actifs sont ici, d'une part les modes longitudinaux axiaux, et d'autre part, les modes transverses hors axe à 30° de l'axe C.

Plus récemment et dans les mêmes conditions, A.R. MOORE et Co⁽²⁰⁾ ont observé directement le domaine de haut champ dans un cristal de CdS semiconducteur par une technique stroboscopique par biréfringence : le cristal est placé entre polariseurs croisés et le domaine produit une dépolarisation par effet élastooptique. D'autres expériences ont suivi, montrant clairement que le domaine fait un angle voisin de 30° avec l'axe C.

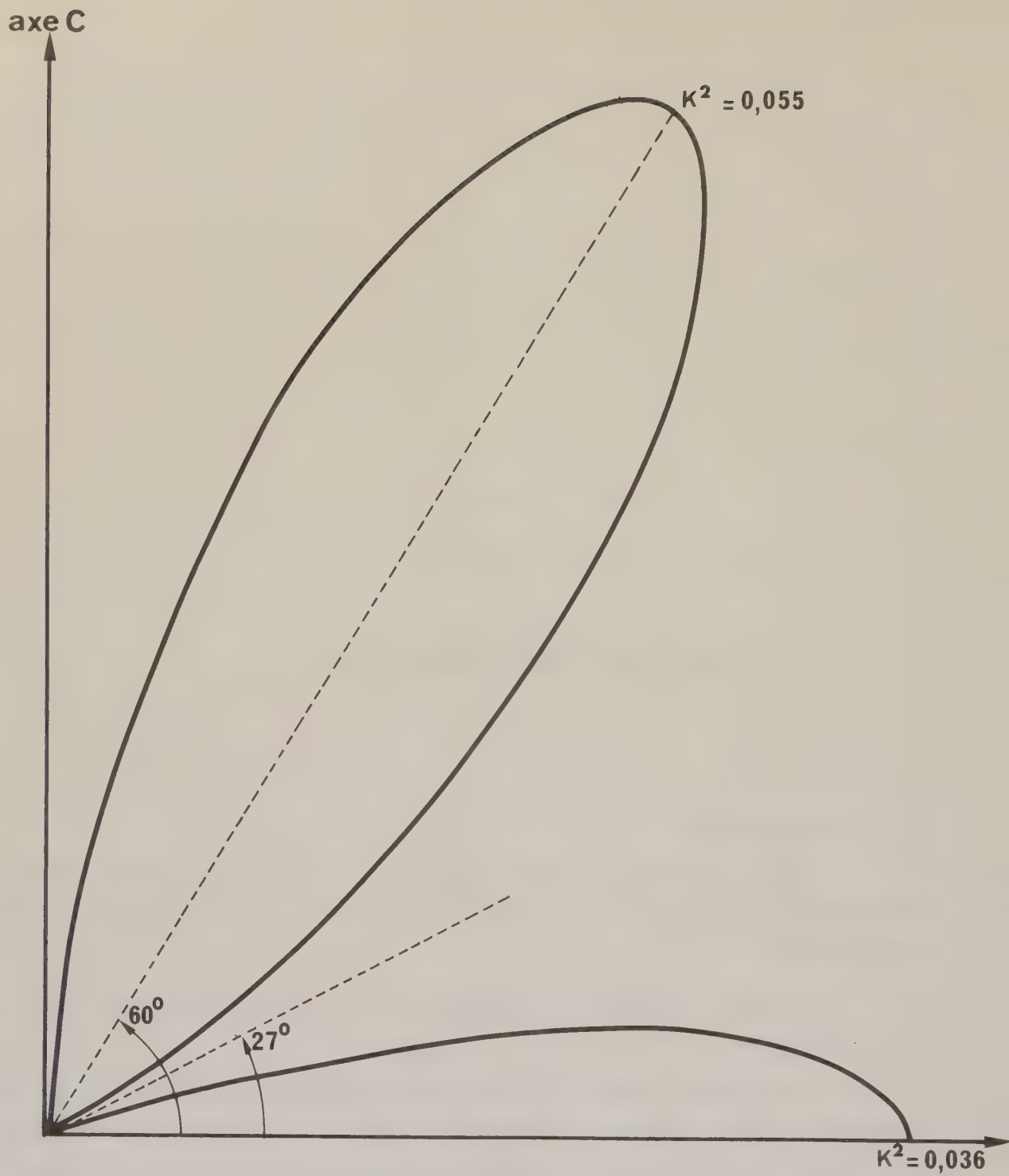


Fig 21 Variations de K^2 en fonction de θ en coordonnées polaires.
L'origine des angles est selon un axe perpendiculaire à C

Les modes acoustiques hors axe sont ici des modes transverses dont la vitesse est de l'ordre de 2000 m s^{-1} alors que celle des modes longitudinaux axiaux est voisine de 4300 m s^{-1} . On voit donc que :

$\frac{v_t}{\cos \theta} \approx \frac{4000}{\sqrt{3}} < v_\ell$, de telle sorte que l'amplification des modes hors axe précède celle des modes axiaux.

En utilisant cette même géométrie, A. RANNESTAD⁽⁴⁵⁾ et N.I. MEYER N.H. JORGENSEN⁽⁴⁶⁾ ont obtenu une double saturation dans le CdS et le ZnO photoconducteur respectivement. La première saturation correspond au piégeage des porteurs par les modes transverses avec $E_{c_1} \approx v_t/\mu \cdot \cos 30^\circ$ et la seconde à un piégeage par les modes longitudinaux avec $E_{c_2} \approx v_\ell/\mu$.

Le calcul de la variation du coefficient de couplage des ondes transverses K^2 avec l'angle θ entre la direction de l'onde acoustique et l'axe C a été fait par T.R. SLIKER et D.A. ROBERTS⁽¹⁹⁾. Les résultats sont reportés sur la figure 21, en coordonnées polaires. On constate l'existence de deux lobes très marqués, l'un à 90° de l'axe C, l'autre à 30° environ. Entre ces deux lobes existe un minimum nul de K^2 . Cette figure doit naturellement être interprétée dans l'espace par rotation autour de l'axe C avec équivalence des directions $\theta = +30^\circ$ et $\theta = -30^\circ$.

Le problème consiste donc à calculer la variation angulaire du coefficient d'amplification $\alpha(\theta)$ dont l'expression est celle de D.L. WHITE adaptée par R. KLEIN⁽⁴⁷⁾ :

$$\alpha(\theta) = - \frac{K^2(\theta) \omega_c}{2 v_s(\theta)} \frac{\gamma(\theta)}{\gamma^2(\theta) + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D(\theta)} \right)^2} \quad (\text{II} - 1)$$

$$\text{avec } \gamma(\theta) = 1 - \frac{\mu E \cos \theta}{v_s(\theta)}$$

La vitesse de propagation $v_s(\theta)$ des modes acoustiques varie très peu avec l'angle θ . Selon J.H. Mc FEE⁽⁴⁸⁾, elle présenterait un maximum pour $\theta \approx 53^\circ$ avec pour valeur $v_s = 2130 \text{ m s}^{-1}$ et serait de l'ordre de 1750 m s^{-1} pour $\theta = 0^\circ$ et 90° .

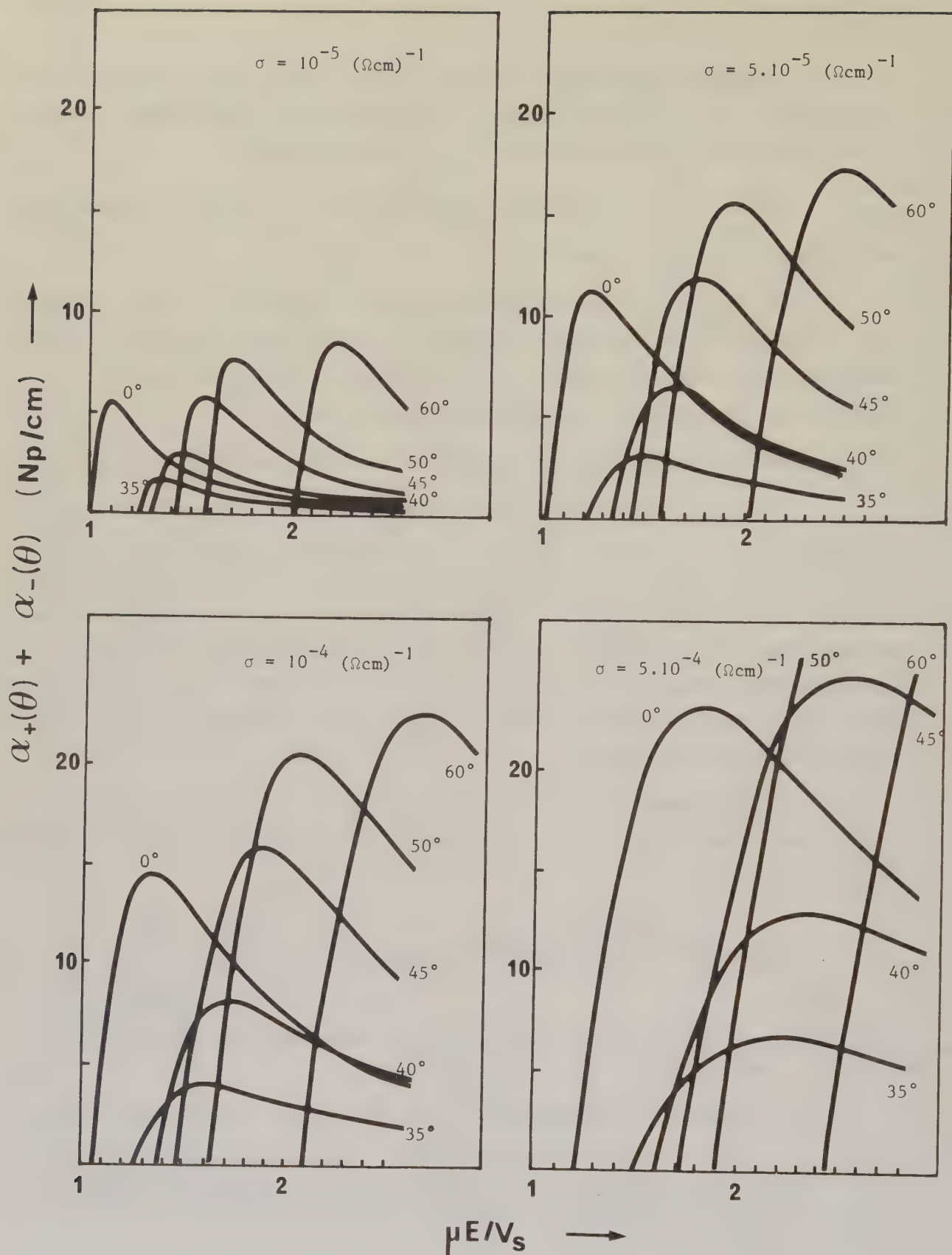


Fig 22 Variations théoriques du gain aller-retour en fonction du champ électrique pour différentes directions de propagation et différentes conductivités.

II - 2 - Discussion

Les échantillons utilisés par les chercheurs qui nous avaient précédés et par nous-mêmes sont taillées avec l'axe C perpendiculaire à la direction du champ électrique. Le deuxième lobe de la courbe $K^2(\theta)$ se trouve donc ici à 60° du champ appliqué $\vec{E}$.

Les résultats de nos expériences sont reportés sur les figures 24 à 28. Nous avons représenté sur la figure 22 les variations théoriques du gain aller - retour $\alpha_+(\theta) + \alpha_-(\theta)$ calculées à partir de l'équation (II - 1) pour différentes valeurs de la conductivité. Le calcul est fait chaque fois pour la pulsation $\omega_M = \sqrt{\omega_c \omega_D}$. Pour toutes les valeurs de la conductivité, le champ de seuil et le champ correspondant au maximum de gain sont des fonctions croissantes de θ .

Supposons donc que la première saturation soit due aux modes transverses axiaux (courbe $\theta = 0^\circ$) et que la deuxième soit due aux modes hors axe dans une direction θ .

Pour plus de simplicité admettons provisoirement que les pertes par réflexion et par propagation soient indépendantes de θ entre 35° et 60° , c'est-à-dire dans la région de l'espace qui correspond au lobe principal de $K^2(\theta)$. Le piégeage des porteurs dans une direction θ n'intervient que lorsque le gain électroacoustique dans cette direction est supérieur aux pertes.

Pour fixer les idées admettons que le niveau critique à atteindre soit de 9 Np cm^{-1} .

A faible conductivité ($\sigma \approx 10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$) ce niveau est d'abord atteint (fig 22) par les ondes se propageant à 60° du champ électrique et le rapport E_{c_2} / E_{c_1} est égal à 2,15.

Si nous augmentons la conductivité jusque vers des valeurs de l'ordre $5 \cdot 10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$, le niveau est maintenant d'abord atteint pour une direction $\theta = 45^\circ$ et $E_{c_2} / E_{c_1} = 1,5$.

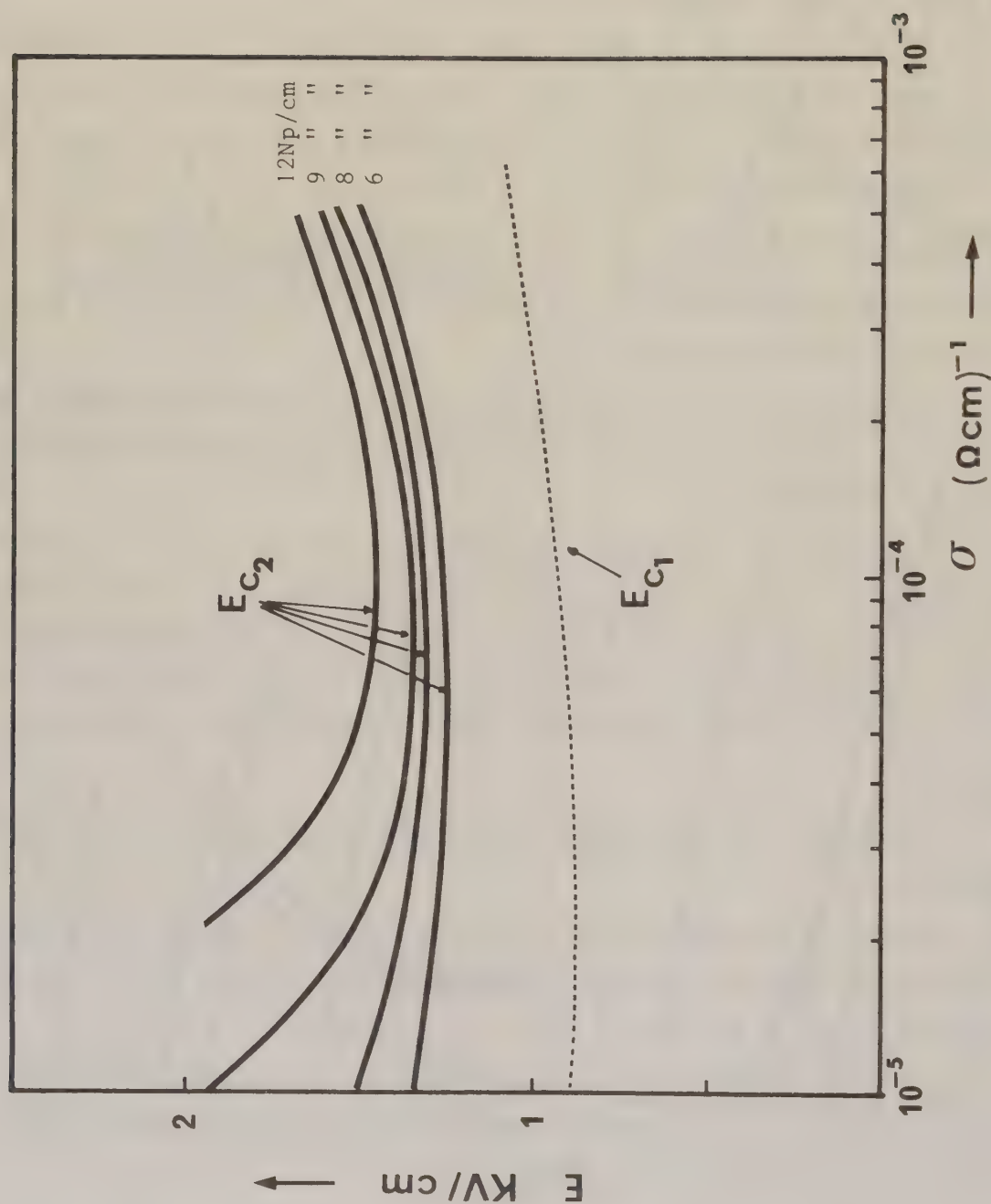


Fig 23 Variations théoriques des champs critiques correspondant aux deux saturations en fonction de la conductivité pour différents niveaux critiques

A forte conductivité ($\sigma \approx 10^{-4} (\Omega \text{ cm})^{-1}$) ce niveau serait atteint pour des valeurs θ de 41° environ avec $E_{c_2} / E_{c_1} = 1,4$.

Les variations du champ de seuil E_{c_2} en fonction de la conductivité pour différents niveaux critiques choisis arbitrairement sont représentées sur la figure 23.

L'accord avec les expériences (fig 2B, 3B, 5B, 26) est très satisfaisant. Pour des conductivités supérieures, de l'ordre de $10^{-3} (\Omega \text{ cm})^{-1}$, le gain électroacoustique devient assez important pour que la saturation se produise sur un aller simple. Dans ce cas, il n'existe, comme pour le CdS semi-conducteur, qu'une seule saturation, et nous verrons plus loin par des mesures d'effet Brillouin qu'elle est due à l'amplification de modes axiaux.

On retrouve donc le comportement prévu par la théorie unidimensionnelle de D.L. WHITE ce qui est en bon accord avec les observations de S. FUKUNAGA⁽⁹⁾.

Pour que cette explication soit pleinement satisfaisante, il faut encore interpréter les variations de $1/\tau_2$ en fonction du champ électrique E . La figure 22 montre que le maximum de la courbe $\alpha_{ar}(\theta)$ est atteint pour une valeur du champ d'autant plus faible que la conductivité est plus faible. C'est ainsi que dans la direction $\theta = 45^\circ$ par exemple, ce champ optimum E_M est égal à $1,8 \text{ v}_s/\mu$ pour $\sigma = 10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$ et égal à $2,5 \text{ v}_s/\mu$ pour $\sigma = 5 \cdot 10^{-4} (\Omega \text{ cm})^{-1}$. Le domaine expérimental accessible des variations de E étant réduit par l'échauffement du cristal et les microclaquages, on conçoit donc que ce maximum ne pourra être obtenu que pour les très faibles valeurs de la conductivité. C'est bien effectivement ce qui a été observé par B. AUTIN⁽¹⁰⁾, S. FUKUNAGA⁽⁹⁾ et par nous mêmes (fig 28).

Par contre, à forte conductivité, il est de plus en plus difficile d'atteindre le champ optimum et la variation de $1/\tau_2$ en fonction de E peut s'assimiler à une croissance linéaire. C'est bien encore ce qui a été observé par I. UCHIDA⁽⁸⁾, S. FUKUNAGA⁽⁹⁾, B. AUTIN⁽¹⁰⁾, R. CARRIERE⁽¹⁷⁾ et par nous mêmes pour des conductivités supérieures à $6 \cdot 10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$.

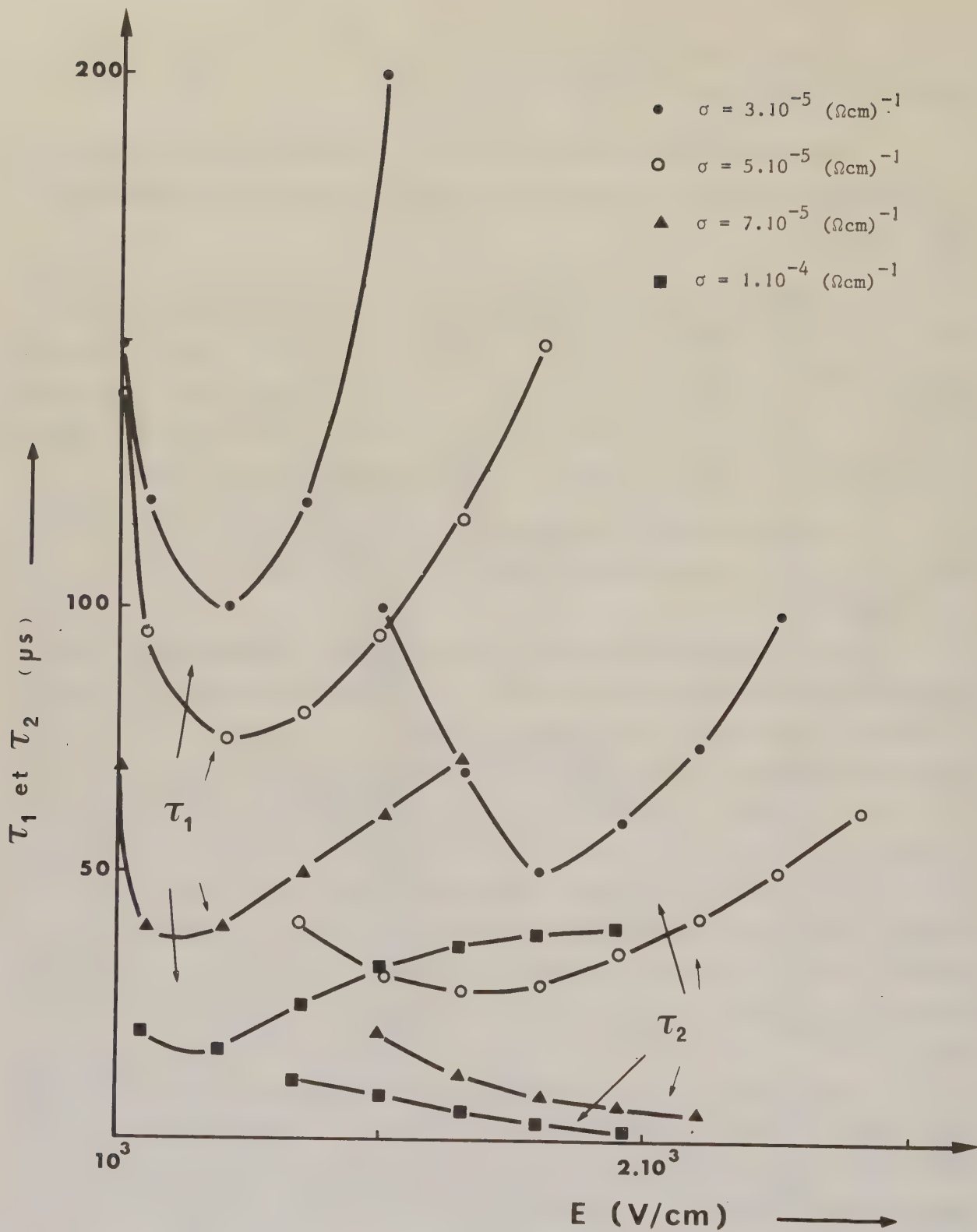


Fig 24 Cristal I. Variations des temps d'incubation en fonction du champ électrique.

Si nous supposons à présent, comme cela est vraisemblable, que les pertes à la réflexion sont fonctions de l'angle θ , il est facile d'imaginer une série de saturations successives dont chacune correspondrait à un piégeage des porteurs par des modes acoustiques se propageant dans des directions différentes.

Le champ critique correspondant à chaque saturation serait encore obtenu en égalant la valeur du gain électroacoustique à celle des pertes dans la direction considérée.

Effectivement S. FUKUNAGA avait obtenu trois saturations consécutives et nous-mêmes avons pu en mettre jusqu'à cinq en évidence (fig 68).

II - 3 - Conclusion

Il ressort de cette étude, que nous avons publiée au J. Phys. Chem. of Solids⁽²¹⁾, que la théorie linéaire de D.L. WHITE fournit une explication cohérente du phénomène de multisaturation de la caractéristique courant-tension dans le CdS photoconducteur à condition de tenir compte de la contribution des modes hors axe. Il restait cependant à donner une confirmation expérimentale directe de cette hypothèse et nous avons pensé l'obtenir par des études de diffraction Brillouin.

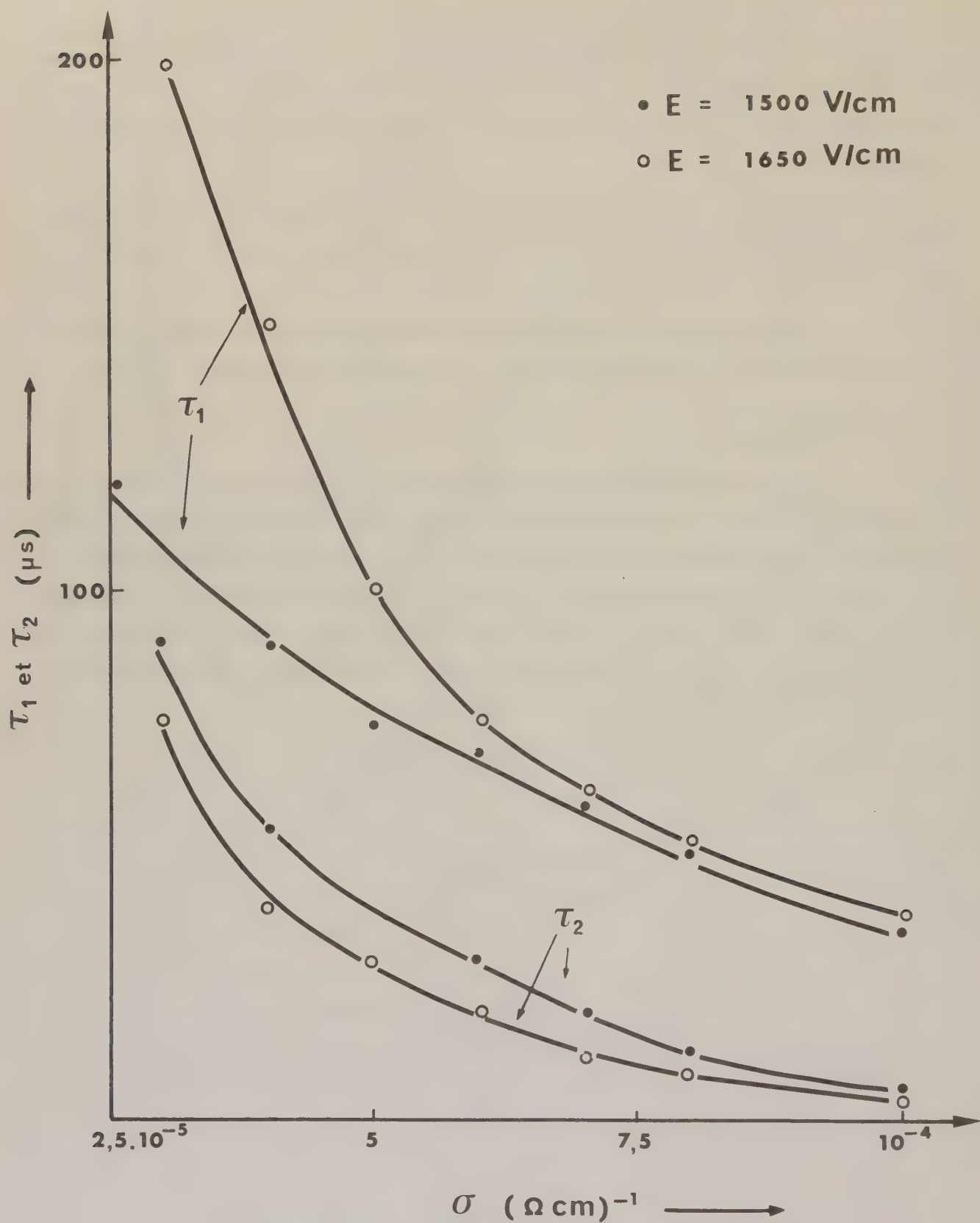


Fig 25 Cristal I. Variations des temps d'incubation en fonction de la conductivité.

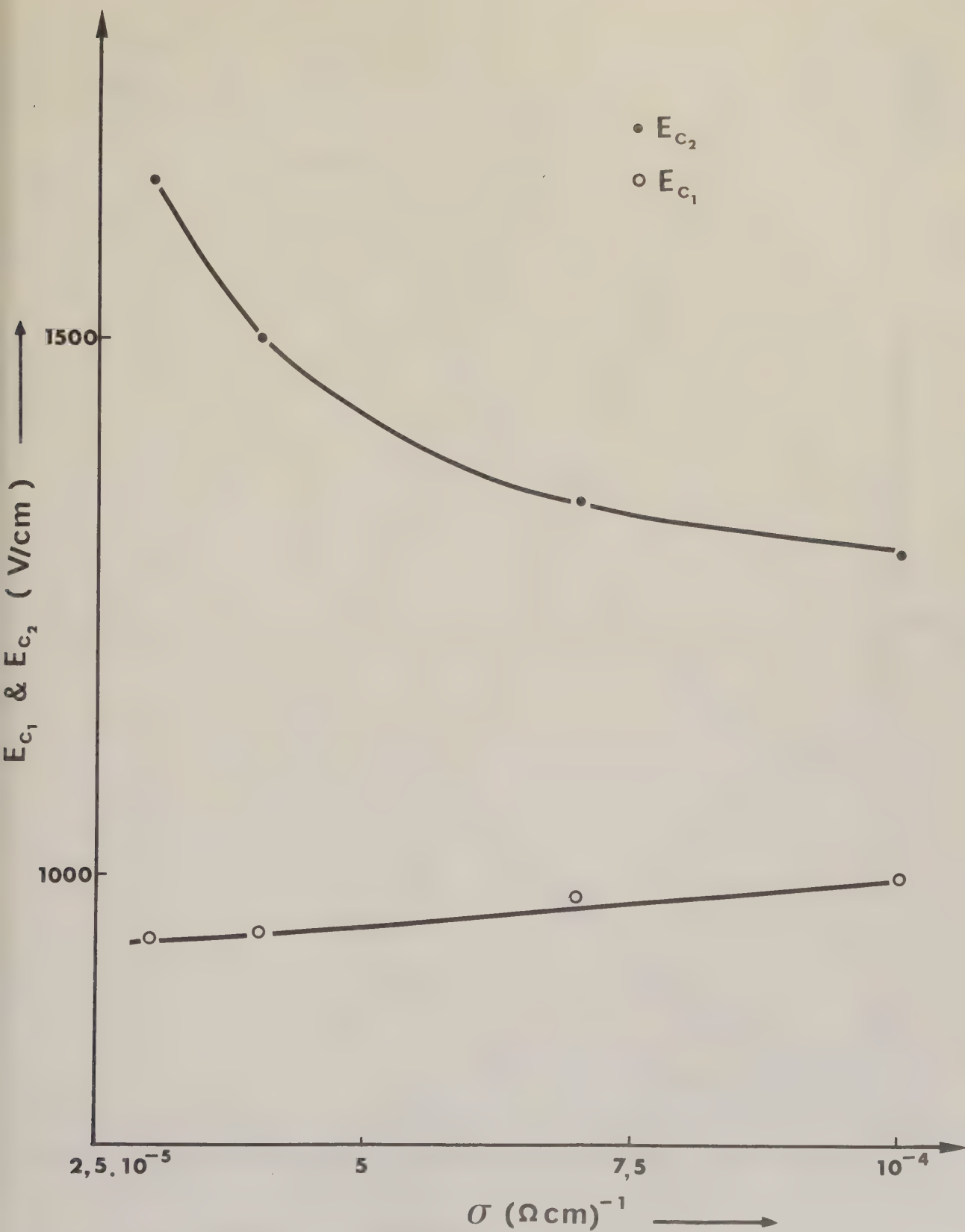


Fig 26 Cristal I. Variations des champs critiques en fonction de la conductivité.

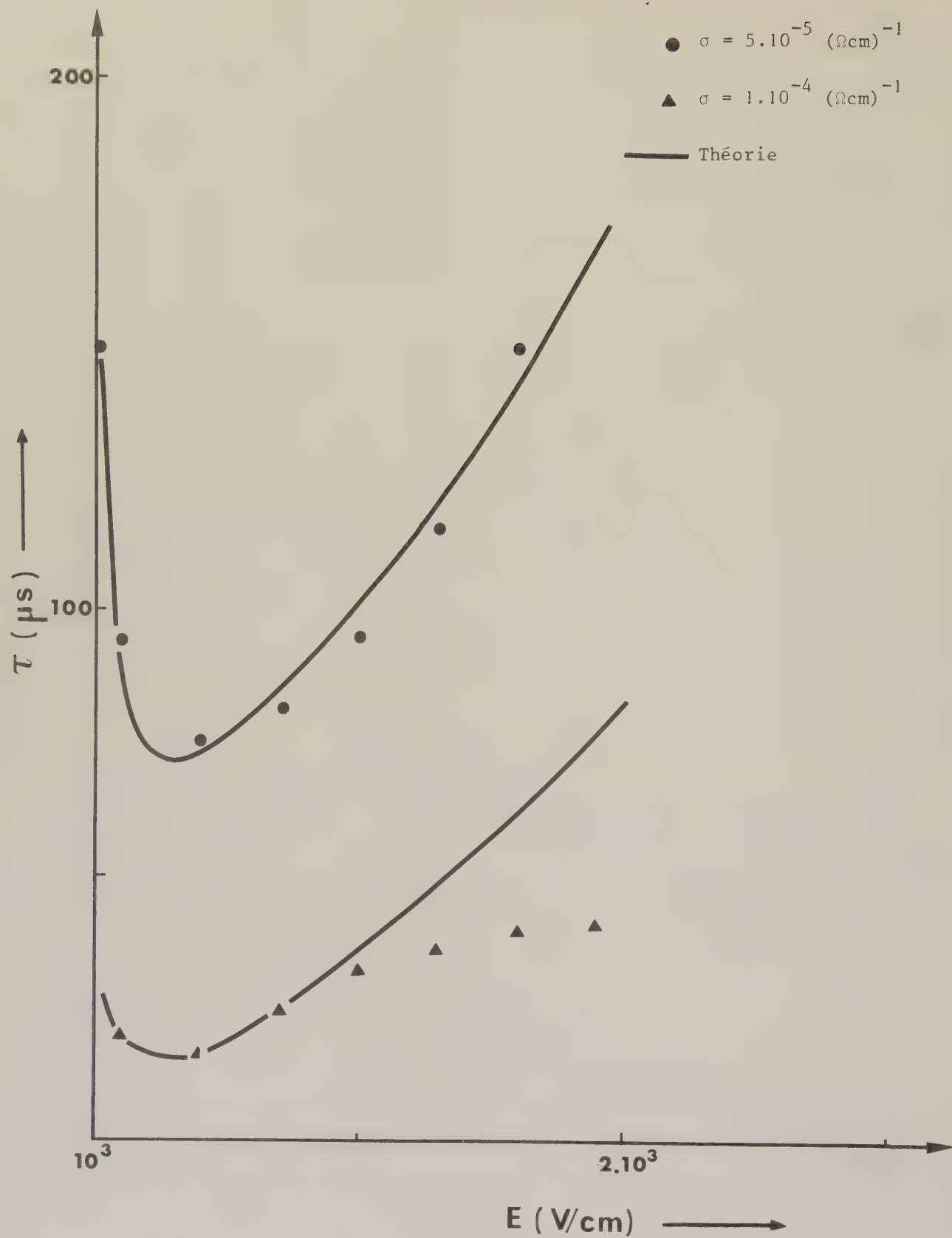


Fig 27 Cristal I. Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales des temps d'incubation relatifs à la première saturation.

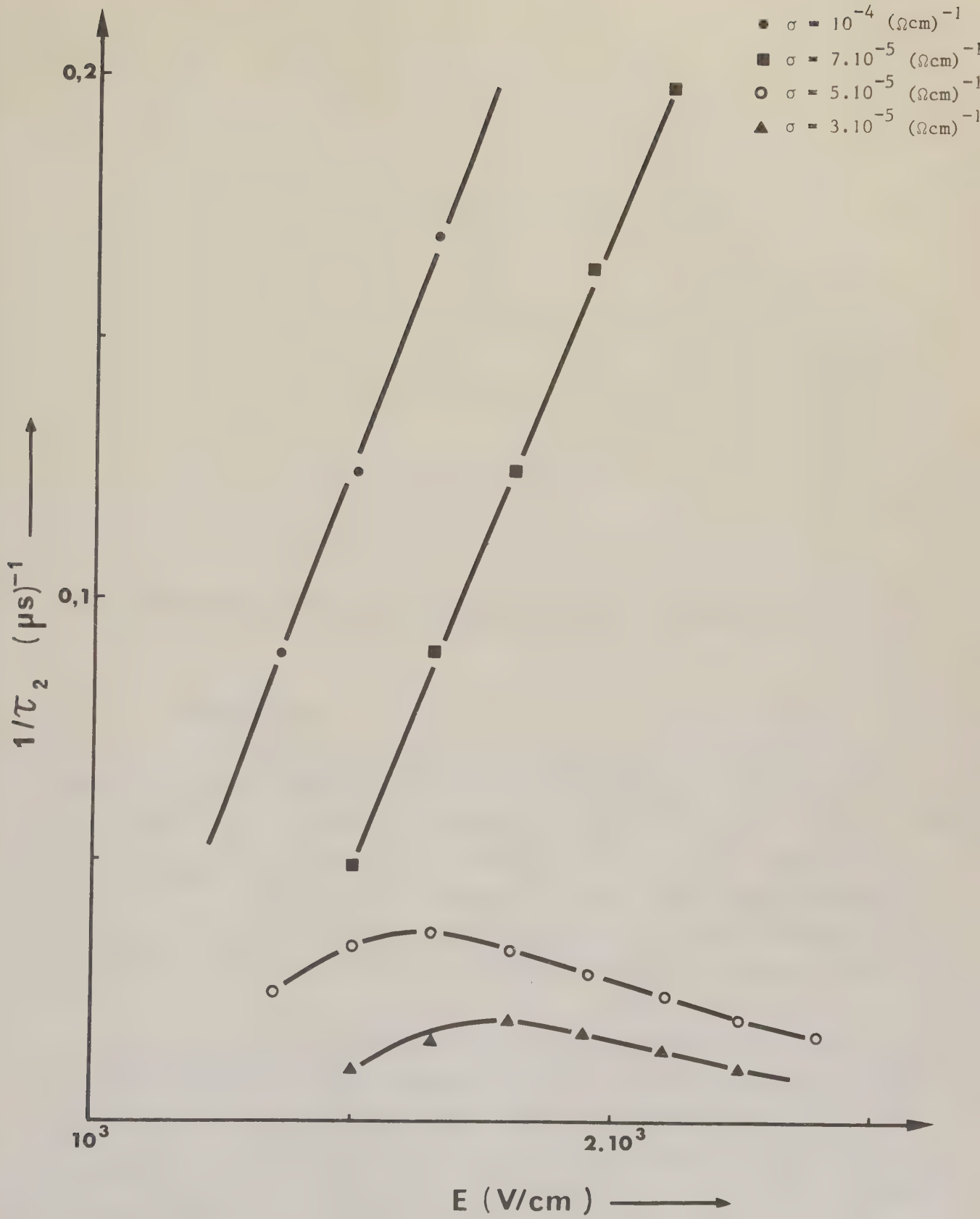


Fig 28 Cristal I. Variations de $1/\tau_2$ avec le champ électrique.

CHAPITRE III

EFFET BRILLOUIN DANS LES CRISTAUX ANISOTROPES DE LA CLASSE 6 mm

III - 1 - Introduction

La diffraction des ondes lumineuses dans les cristaux par les phonons thermiques a été observée pour la première fois en 1922 par C.V. RAMAN⁽⁴⁹⁾ et interprétée théoriquement la même année par L. BRILLOUIN⁽⁵⁰⁾. Dix ans plus tard, R. LUCAS et P. BIQUARD⁽⁵¹⁾ d'une part, P. DEBYE et F.W. SEARS⁽⁵²⁾ d'autre part, utilisaient des ondes acoustiques engendrées dans un liquide par un transducteur à quartz excité en haute fréquence. La méthode a été ensuite étendue à des matériaux solides piézoélectriques^(53, 54, 55).

L'utilisation généralisée des sources de lumière cohérente a permis un grand développement de ces méthodes dans les dix dernières années. Outre la détermination des constantes électricques et photoélastiques^(56,57, 58), l'effet Brillouin est un instrument de choix pour l'étude de l'amplification acoustoélectrique ; en effet, d'une part l'intensité de la lumière diffractée est proportionnelle à la densité locale de phonons et, d'autre part, les règles de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie dans l'interaction photon-phonon permettent de déterminer la direction de propagation et la fréquence des vibrations acoustiques.

Dans ce chapitre, nous rappelons brièvement la théorie électromagnétique de la diffraction Brillouin et effectuons le calcul de l'intensité lumineuse diffractée avec détermination de la direction de polarisation dans le cas des cristaux anisotropes.

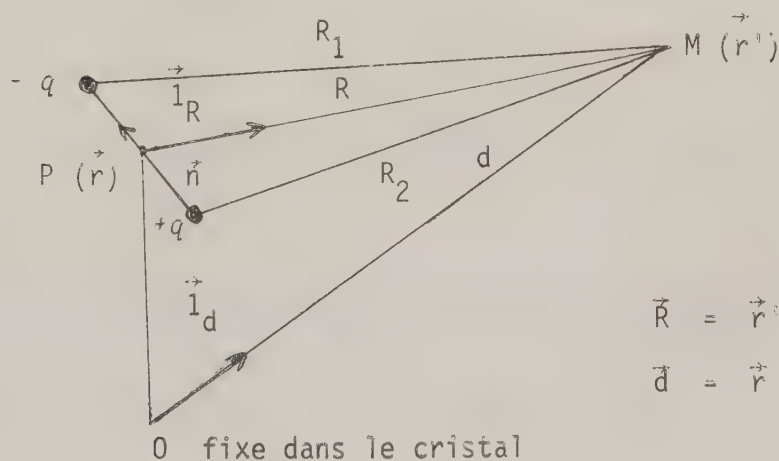
Nous considérons plus particulièrement le cas des cristaux de la classe 6 mm à laquelle appartient le CdS.

III - 2 - Calcul de l'intensité diffractée par effet Brillouin^(59,60)

Pour calculer l'intensité de la lumière diffusée on décompose le milieu éclairé en une somme de dipôles oscillants qui rayonnent dans l'espace et on effectue la sommation sur tous ces éléments.

III-2-1- Calcul des potentiels et champs associés à un dipôle électrique linéaire^(61,62)

Soit un dipôle linéaire constitué par 2 charges électriques - q , + q (schéma II), écrivons l'expression des potentiels scalaire et vecteur retardés au point M ($\vec{r}'$) distant de R du dipôle.



$$\vec{R} = \vec{r}' - \vec{r}$$

$$\vec{d} = \vec{r} + \vec{R}$$

Schéma II

- Potentiel scalaire

$$V = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \left(\frac{q (t - R_2 / c)}{R_2} - \frac{q (t - R_1 / c)}{R_1} \right) \quad (\text{III} - 1)$$

c est la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le vide, $\vec{a}$ le vecteur reliant la charge $+q$ à la charge $-q$.

Développons la quantité $\frac{q (t - R_2 / c)}{R_2}$ au premier ordre en supposant $\vec{a}$ petit :

$$\frac{q (t - R_2 / c)}{R_2} = \frac{q (t - R_1 / c)}{R_1} + \vec{a} \cdot \text{grad}_{\vec{r}} \frac{q (t - R_1 / c)}{R_1} \quad (\text{III} - 2)$$

En supposant $\text{grad}_{\vec{r}} \frac{1}{R_1}$ peu différent de $\text{grad}_{\vec{r}} \frac{1}{R}$, l'équation III-1 devient :

$$V = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \vec{a} \cdot \text{grad}_{\vec{r}} \frac{q (t - R/c)}{R} \quad (\text{III} - 3)$$

On définit alors le moment électrique du dipôle par la relation :

$$\vec{m} (t - R/c) = \vec{a} q (t - R/c)$$

III-3 se met sous la forme :

$$V = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \text{div}_{\vec{r}} m (t - R/c) \vec{n} \quad (\text{III} - 4)$$

$\vec{n}$ est le vecteur unitaire porté par le moment électrique.

- Potentiel vecteur

En l'absence de courant de conduction le potentiel vecteur retardé s'écrit :

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4 \pi} \iiint \frac{\vec{D} (t - R/c)}{R} d r^3$$

$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$, avec $\vec{P}$ vecteur polarisation électrique.

La dépendance temporelle de $\vec{D}$ est la même que celle de $\vec{P}$ puisque la diffraction n'est due qu'à une fluctuation de ce paramètre. Dans ce cas et en remarquant que $\vec{m} = \iiint \vec{P} d r^3$ le potentiel vecteur s'écrit :

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\dot{\vec{m}} (t - R/c)}{R} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\dot{\vec{m}} (t - R/c)}{R} \vec{n} \quad (\text{III} - 5)$$

- Champ électrique

Le champ électrique rayonné s'exprime directement en fonction des potentiels retardés :

$$\vec{E}_r = - \text{grad}_R V - \dot{\vec{A}} \quad (\text{III} - 6)$$

A l'aide des relations (III - 4,5,6) on obtient l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \vec{E}_r = & \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{3\vec{m} (t - R/c)}{R^5} + \frac{3\dot{\vec{m}} (t - R/c)}{R^4 c} + \frac{\ddot{\vec{m}} (t - R/c)}{R^3 c^2} (\vec{n} \cdot \vec{R}) \cdot \vec{R} \right. \\ & \left. - \left[\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\vec{m} (t - R/c)}{R^3} + \frac{\dot{\vec{m}} (t - R/c)}{R^2 c} + \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\ddot{\vec{m}} (t - R/c)}{R} \right) \right] \vec{n} \right) \quad (\text{III} - 7) \end{aligned}$$

En toute généralité le champ électrique comporte une composante longitudinale et une composante transversale ; toutefois à longue distance seuls les termes du plus bas degré en $1/R$ sont prépondérants et III-7 devient :

$$\vec{E}_r = \frac{\ddot{\vec{m}} (t - R/c)}{4\pi R} \left[\frac{(\vec{n} \cdot \vec{R}) \vec{R}}{\epsilon_0 R^2 c^2} - \mu_0 \vec{n} \right]$$

Avec $c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}$, $\vec{E}_r$ s'écrit :

$$\vec{E}_r = \frac{\ddot{\vec{m}} (t - R/c)}{4\pi R c^2 \epsilon_0} \left[\frac{(\vec{n} \cdot \vec{R}) \vec{R}}{R^2} - \vec{n} \right]$$

En remarquant que $\vec{n}$ peut s'écrire :

$$\vec{n} = \frac{(\vec{n} \cdot \vec{R}) \cdot \vec{R}}{R^2} - \frac{\vec{R} \times (\vec{R} \times \vec{n})}{R^2}$$

$$\vec{E}_r = \frac{\ddot{m} (t - R/c)}{4 \pi R^3 c^2 \epsilon_0} (\vec{R} \times (\vec{R} \times \vec{n})) \quad (\text{III} - 8)$$

expression qui montre qu'à longue distance le champ électrique est transverse.

III-2-2- Expression du champ électrique total diffracté par tous les dipôles oscillants dans la zone illuminée d'un cristal

On choisit une origine dans la partie illuminée du cristal et on suppose la distance R bien supérieure aux dimensions de la partie éclairée du cristal qui se comporte ainsi comme un point source.

Dans ce cas, $|\vec{R}| \gg |\vec{r}|$ et l'équation III-8 devient :

$$\vec{E}_r(\vec{R}, t) = \frac{\vec{I}_R \times (\vec{I}_R \times \partial^2 \vec{P}(\vec{r}, t') / \partial t'^2)}{4 \pi \epsilon_d c_d^2 R} \quad \left|_{t' = t - R/c_d} \right. \quad (\text{III} - 9)$$

Dans cette expression, $\vec{I}_R$ désigne le vecteur unitaire dans la direction du rayon diffracté défini par $\vec{R} = \vec{I}_R |\vec{R}|$, c_d la vitesse des ondes électromagnétiques diffractées et ϵ_d la constante diélectrique du milieu après diffraction.

Pour de faibles intensités lumineuses incidentes le vecteur polarisation $\vec{P}$ est proportionnel au champ électrique. Le coefficient de proportionnalité est le tenseur de polarisabilité $\hat{\alpha}$. Dans le cas où il existe dans le milieu des fluctuations d'origine thermique ou acoustique, $\hat{\alpha}$ se décompose en sa valeur moyenne $\langle \hat{\alpha} \rangle$ + une valeur fluctuante dépendant des variables de temps et d'espace $\delta \hat{\alpha}(\vec{r}, t)$.

Le champ électrique local défini au point $\vec{r}$ dans le cristal, dans le cas d'une onde incidente monochromatique s'écrit :

$$\vec{E}_i(\vec{r}, t) = \vec{E}_i e^{i(\vec{k}_i \vec{r} - \Omega_i t)} \quad \text{avec } |\vec{k}_i| = \Omega_i / c_i \text{ nombre d'onde de la lumière et } c_i \text{ vitesse de l'onde électromagnétique incidente.}$$

Le vecteur polarisation s'écrit alors :

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = (\langle \hat{\alpha} \rangle + \delta \hat{\alpha}(\vec{r}, t)) \vec{E}_i e^{i(k_i \vec{r} - \Omega_i t)} \quad (\text{III} - 10)$$

Les variations de $\delta \hat{\alpha}$ avec le temps étant plus faibles ($< 10^{12}$ Hz) que celles de $\vec{E}_i$ ($\approx 5 \cdot 10^{14}$ Hz), on peut écrire :

$$\frac{\partial^2 \vec{P}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = - \Omega_i^2 \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (\text{III} - 11)$$

En sommant les contributions de tous les dipôles situés dans le volume V illuminé, la relation III-9 devient :

$$\begin{aligned} \vec{E}_r(\vec{d}, t) = & - \frac{\Omega_i^2}{c_d^2} \frac{e^{i(\vec{k}'_i \vec{d} - \Omega_i t)}}{4 \pi \epsilon_d d} \vec{I}_d \times \left[\vec{I}_d \times \right. \\ & \left. \times \int_V ((\langle \hat{\alpha} \rangle + \delta \hat{\alpha}(\vec{r}, t)) \vec{E}_i e^{i(\vec{k}_i - \vec{k}'_i) \vec{r}} d r^3 \right] \quad (\text{III} - 12) \end{aligned}$$

expression dans laquelle $\vec{k}'_i = \frac{\Omega_i}{c_d} \vec{I}_d$,

$$\vec{d} = \vec{R} + \vec{r} \text{ avec } |\vec{d}| \approx |\vec{R}| \text{ et } \vec{I}_d \approx \vec{I}_R \text{ (voir schéma II)}$$

L'intégrale représente une superposition d'ondes diffractées provenant des différents dipôles illuminés. En l'absence de fluctuations $\delta \hat{\alpha}$, cette superposition conduit à une destruction totale de ces ondes partielles. La contribution du terme en $\langle \hat{\alpha} \rangle$ est donc nulle excepté pour le faisceau direct et il apparaît que la diffraction est entièrement due aux fluctuations de la polarisation.

Nous devons à présent déterminer, parmi toutes les fluctuations, celles qui produisent une diffraction dans une direction déterminée.

Pour ce faire, il nous faut analyser $\delta\hat{\alpha}$ par transformation de Fourier :

$$\delta\hat{\alpha}(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{\mu} \int \delta\hat{\alpha}(\vec{q}) e^{i(\vec{q} \cdot \vec{r} + \omega_{\mu}(\vec{q})t)} d^3q \quad (\text{III} - 13)$$

L'indice μ se rapporte aux nombres de modes portés par une même direction de diffraction (ex : longitudinal, transverse, etc...)

En général ω_{μ} peut-être complexe si on inclut l'amortissement de la fluctuation.

En portant l'expression III-13 dans III-12 et en tenant compte des valeurs retardées, nous avons :

$$\begin{aligned} \vec{E}_r(\vec{d}, t) = & - \frac{1}{4\pi\epsilon_d} \left(\frac{\Omega_i}{c_d}\right)^2 \sum_{\mu} \vec{I}_d \times (\vec{I}_d \times \int \delta\hat{\alpha}^{\mu} \vec{E}_i \frac{e^{i[\vec{k}_d \cdot \vec{d} - (\Omega_i + \omega_{\mu})t]}}{d} d^3q \\ & \times \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_{\mathcal{V}} e^{i(\vec{k}_i - \vec{k}_d + \vec{q}) \cdot \vec{r}} d^3r \end{aligned} \quad (\text{III} - 14)$$

$$\text{En posant } \vec{k}_d = \frac{1}{c_d} (\Omega_i \pm \omega_{\mu}) \vec{I}_d = \vec{k}_d(\vec{q}) \quad (\text{III} - 15)$$

Si la zone éclairée est grande devant la longueur d'onde lumineuse l'intégrale :

$$\int_{\mathcal{V}} e^{i(\vec{k}_i - \vec{k}_d + \vec{q}) \cdot \vec{r}} d^3r \text{ se réduit à } (2\pi)^3 \delta(\vec{q} - \vec{k}_d + \vec{k}_i)$$

Le champ diffracté n'a de valeur non nulle que si :

$$\vec{q} = \vec{k}_d - \vec{k}_i \quad (\text{III} - 16)$$

De même la relation III-14 montre que la fréquence du champ électrique diffractée est telle que :

$$\Omega_d = \Omega_i \pm \omega_\mu \quad (\text{III} - 17)$$

- *Interprétation quantique des relations (III-16, 17)*

Ces relations correspondent aux règles de conservation du moment et de l'énergie du photon incident, du photon diffracté et de la fluctuation. Il existe deux directions de diffraction satisfaisant à ces deux relations, désignées respectivement par Stokes, pour les transitions dont la fréquence de l'état final est supérieure à celle de l'état initial, et Antistokes pour les transitions inverses.

- *Interprétation classique des relations (III-16, 17)*

Classiquement on retrouve, d'une part la loi de Bragg indiquant qu'il y a réflexion sur les fronts d'ondes se déplaçant à la vitesse de phase $\pm \omega_\mu / Q$, et, d'autre part, l'effet Döppler responsable du changement apparent de fréquence de la lumière diffractée.

En tenant compte des conditions définies dans les relations III-16 et III-17, on pose :

$$\vec{E}_d(\vec{Q}, t) = \vec{E}_r(\vec{d}, t) \text{ avec } \vec{Q} = \vec{k}_d - \vec{k}_i$$

En posant d'autre part :

$\delta\epsilon = \delta\hat{\alpha}$ la relation III-14 s'écrit :

$$\begin{aligned} \vec{E}_d(\vec{Q}, t) = & - \frac{1}{4\pi\epsilon_d} \left(\frac{\Omega_i}{c_d}\right)^2 \frac{(2\pi)^{3/2}}{4\pi} \sum_{\mu} \frac{e^{i(\vec{k}_d \cdot \vec{d} - \Omega_d t)}}{d} \times \\ & \times \vec{I}_d \times (\vec{I}_d \times \delta\epsilon^\mu \vec{E}_i) \end{aligned} \quad (\text{III} - 18)$$

L'amplitude diffractée à la pulsation Ω_d par chaque mode μ est proportionnelle à la composante $\delta\epsilon^\mu$ de la fluctuation diélectrique induite par la perturbation de vecteur d'onde $\vec{Q}$.

III-2-2-1- Effet élasto-optique : constantes de POCKERS^(63,64)

Les déformations S_{ij} , d'origine thermique ou induite, provoquent dans un milieu matériel, des modifications locales de la constante diélectrique données au 1^o ordre par :

$$\delta \epsilon_{kn}^{-1}(\vec{r}, t) = p_{knlm} S_{lm}(\vec{r}, t) \quad (\text{III} - 19)$$

Les p_{knlm} sont les coefficients élasto-optiques de POCKELS, S_{lm} est le tenseur de déformation défini par :

$$S_{ij}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i(\vec{r}, t)}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j(\vec{r}, t)}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III} - 20)$$

Pour obtenir l'expression de $\delta \epsilon^{\mu}$ qui intervient dans l'équation III-18 donnant l'amplitude de la lumière diffusée on utilise la relation suivante :

$$\delta \epsilon_{ij}(\vec{r}, t) = - \epsilon_{ik} \delta \epsilon_{kn}^{-1} \epsilon_{nj} \quad (\text{III} - 21)$$

Compte tenu de III-19 cette expression devient :

$$\delta \epsilon_{ij}(\vec{r}, t) = - \epsilon_{ik} p_{knlm} S_{lm}(\vec{r}, t) \epsilon_{nj} \quad (\text{III} - 22)$$

Comme précédemment, on utilise le formalisme de Fourier en effectuant une décomposition en harmoniques spatiaux :

$$\delta \epsilon_{ij}(\vec{Q}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \delta \epsilon_{ij}(\vec{r}, t) e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{r}} d r^3 \quad (\text{III} - 23)$$

et

$$u_l(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int u_l(\vec{q}, t) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d q^3 \quad (\text{III} - 24)$$

qui implique :

$$S_{lm}(\vec{Q}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_l(\vec{r}, t)}{\partial x_m} + \frac{\partial u_m(\vec{r}, t)}{\partial x_l} \right) e^{-i\vec{Q} \cdot \vec{r}} d r^3 \quad (\text{III} - 25)$$

Après intégration sur r on obtient l'expression de la composante de la déformation S_{lm} .

$$S_{lm}^{\mu}(\vec{Q}, t) = \frac{1}{2} \{u_l^{\mu}(\vec{Q}, t) Q_m + u_m^{\mu}(\vec{Q}, t) Q_l\} \quad (\text{III} - 26)$$

Après substitution des équations III-22 et III-26 dans III-23 on obtient :

$$\delta \epsilon_{ij}(\vec{Q}, t) = \frac{1}{2i} \epsilon_{ik} p_{knlm} \{u_l^{\mu}(\vec{Q}, t) Q_m + u_m^{\mu}(\vec{Q}, t) Q_l\} \epsilon_{nj} \quad (\text{III}-27)$$

et la fluctuation de la composante μ du vecteur déplacement électrique :

$$\delta D_i^{\mu}(\vec{Q}, t) = \delta \epsilon_{ij}^{\mu}(\vec{Q}, t) E_j \quad (\text{III} - 28)$$

Il en résulte directement que $\delta \vec{D}$ peut se mettre sous la forme générale :

$$\delta \vec{D}(\vec{Q}, t) = \frac{\langle \epsilon \rangle}{i} u^{\mu}(\vec{Q}, t) Q E_i \vec{\lambda}^{\mu} \quad (\text{III} - 29)$$

$\vec{\lambda}^{\mu}$ est un vecteur qui tient compte du champ électrique incident $\vec{E}_i$, de la polarisation de l'onde acoustique $\vec{u}^{\mu}$, du vecteur d'onde acoustique $\vec{Q}$, et des coefficients p_{knlm} du tenseur élasto-optique ainsi qu'éventuellement de l'anisotropie de la constante diélectrique ϵ .

$\langle \epsilon \rangle$ est la constante diélectrique moyenne.

Q , E_i et u^{μ} sont respectivement les modules des vecteurs $\vec{Q}$, $\vec{E}_i$ et $\vec{u}^{\mu}$.

Remarque : Il est important de noter que la seule composante utile de $\delta \vec{D}$ dans le faisceau diffusé est celle qui se trouve dans le plan d'onde perpendiculaire à la direction du rayon diffracté. Le vecteur qui intervient effectivement est donc :

$$\vec{\xi}^{\mu} = \vec{I}_d \times (\vec{I}_d \times \vec{\lambda}^{\mu}) \quad (\text{III} - 30)$$

et ce vecteur donne la direction de polarisation de l'onde diffractée.

III-2-2-2- Intensité diffractée par effet Brillouin

La puissance moyenne diffractée dans un angle solide $d\Omega$ s'écrit⁽⁶¹⁾

$$dP_d(\vec{Q}, \vec{R}) = c_d \epsilon_d \langle |\vec{E}_d(\vec{Q}, t)|^2 \rangle d^2 d\Omega \quad (\text{III} - 31)$$

expression dans laquelle $\langle |\vec{E}_d(\vec{Q}, t)|^2 \rangle$ représente le produit

d'autocorrélation défini par :

$$\lim_{\chi \rightarrow \infty} \frac{1}{2\chi} \int |\vec{E}_d(\vec{Q}, t)|^2 dt \quad (\text{III} - 32)$$

La puissance diffractée par unité d'angle solide, compte tenu de (III-18, 28, 27, 30 et 31), s'écrit :

$$P_d = \frac{1}{16\pi^2 \epsilon_d^2} \left(\frac{\Omega_i}{c_d}\right)^4 \frac{(2\pi)^3}{(4\pi)^2} \langle \epsilon \rangle^4 Q^2 c_d \epsilon_d E_i^2 \sum_{\mu=1}^3 |\epsilon^\mu|^2 \langle |u^\mu(\vec{Q}, t)|^2 \rangle \quad (\text{III} - 33)$$

- Expression classique du produit d'autocorrélation $\langle |u^\mu(\vec{Q}, t)|^2 \rangle$

On supposera $k_B T > \hbar \omega_\mu$ et la distribution de phonons thermalisée. Dans ce cas, le produit d'autocorrélation peut s'exprimer simplement en fonction de la température. Pour cela écrivons, l'énergie acoustique totale qui est égale à deux fois l'énergie cinétique :

$$\langle W \rangle = 2 \langle W_c \rangle = \left\langle \int \rho_M |\vec{u}(\vec{r}, t)|^2 d^3 r \right\rangle \quad (\text{III} - 34)$$

ρ_M est la masse volumique du milieu

Décomposons $\vec{u}(\vec{r}, t)$ en intégrale de Fourier :

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{\mu} \int \vec{u}^\mu(\vec{q}) e^{i(\vec{q} \cdot \vec{r} + \omega_\mu t)} d^3 q \quad (\text{III} - 35)$$

Par substitution de III-35 dans III-34 il vient :

$$\langle W \rangle = \sum_{\mu} \int \rho_M \omega_\mu^2 \langle |u^\mu(q)|^2 \rangle d^3 q \quad (\text{III} - 36)$$

En faisant intervenir la densité d'états dans l'espace réciproque $\langle W \rangle$ s'écrit sous une autre forme :

$$\langle W \rangle = \sum_{\mu} \int \frac{\mathcal{V}}{(2\pi)^3} \langle W_{\mu}(\vec{q}) \rangle d^3q \quad (\text{III} - 37)$$

où $\mathcal{V}$ représente le volume du cristal et $\langle W_{\mu}(\vec{q}) \rangle$ la valeur moyenne de l'énergie pour chacun des modes acoustiques.

Le principe d'équipartition de l'énergie nous donnant :

$$\langle W_{\mu}(\vec{q}) \rangle = k_B T$$

par identification de III-36 et III-37 on en tire :

$$\langle |u^{\mu}(\vec{Q})|^2 \rangle = \frac{\mathcal{V}}{(2\pi)^3} \frac{k_B T}{2 \rho_M \omega_{\mu}^2} \quad (\text{III} - 38)$$

De III-33 et III-38 on déduit l'expression de l'intensité diffractée par unité d'angle solide et unité de volume pour une distribution thermalisée :

$$P_d = P_i \left(\frac{\Omega_i}{c_i} \right)^4 \frac{1}{2} \frac{\langle \epsilon \rangle^4}{(4\pi)^2} \frac{k_B T}{\rho_M} \sum_{\mu=1}^3 \frac{|\xi^{\mu}|^2 Q^2}{\omega_{\mu}^2(\vec{Q})} \quad (\text{III} - 39)$$

où P_i est l'intensité incidente.

- Expression quantique du produit d'autocorrélation $\langle |u^{\mu}(\vec{Q}, t)|^2 \rangle$

Cette condition est réalisée lorsqu'on opère à basse température (4° K) et à des fréquences acoustiques voisines de 50 GHz. Dans ce cas, les vibrations du réseau doivent être traitées de façon quantique en faisant intervenir les distributions de phonons à l'équilibre thermique.

La quantité $\langle |u^{\mu}(\vec{Q})|^2 \rangle$ représente la probabilité d'absorption d'un phonon dans une direction ou la probabilité d'émission dans la direction opposée, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} & \langle n-1 | u^{\mu} | n \rangle^2 \quad \text{pour la direction Antistoke} \\ \text{et} \quad & \langle n+1 | u^{\mu+} | n \rangle^2 \quad \text{pour la direction Stoke} \end{aligned} \quad (\text{III} - 40)$$

Un calcul simple permet de montrer que :

$$u^{\mu+} |n\rangle \propto \sqrt{n+1} |n+1\rangle \quad (\text{III} - 41)$$

et $u^{\mu} |n\rangle \propto \sqrt{n} |n-1\rangle \quad (\text{III} - 42)$

La probabilité de transition due à l'émission d'un phonon est, par analogie avec III-38 et compte tenu de III-41 :

$$|\langle n+1 | u^{\mu+} | n \rangle|^2 = \frac{\mathcal{V}}{(2\pi)^3} \frac{\hbar \omega_{\mu} (\langle n_{\mu} \rangle + 1)}{2\rho_M \omega_{\mu}^2} \quad (\text{III} - 43)$$

De même la probabilité de transition due à une absorption d'un phonon se déduit des relations III-38,42, et a pour valeur :

$$|\langle n-1 | u^{\mu} | n \rangle|^2 = \frac{\mathcal{V}}{(2\pi)^3} \frac{\hbar \omega_{\mu} \langle n_{\mu} \rangle}{2\rho_M \omega_{\mu}^2} \quad (\text{III} - 44)$$

Dans ces expressions $\langle n_{\mu} \rangle$ représente la probabilité d'occupation des phonons d'énergie $\hbar \omega_{\mu}$, de vecteur d'onde $\vec{Q}$ et d'indice de polarisation μ . A l'équilibre thermique $\langle n_{\mu} \rangle$ satisfait à la statique de BOSE - EINSTEIN

$$\langle n_{\mu} \rangle = \frac{1}{e^{\hbar \omega_{\mu} / k_B T} - 1} \quad (\text{III} - 45)$$

Dans ce cas l'intensité diffractée par unité d'angle solide et par unité de volume du cristal devient :

$$P_d = P_i \left(\frac{\Omega_i}{c_i}\right)^4 \frac{1}{2\rho_M} \frac{\langle \epsilon \rangle^4}{(4\pi)^2} \sum_{\mu=1}^3 \frac{|\xi^{\mu}|^2 \hbar \omega_{\mu}}{\omega_{\mu}^2} Q^2 (\langle n_{\mu} \rangle + 1) \quad \text{pour la direction Stoke} \quad (\text{III} - 46)$$

et

$$P_d = P_i \left(\frac{\Omega_i}{c_i}\right)^4 \frac{1}{2\rho_M} \frac{\langle \epsilon \rangle^4}{(4\pi)^2} \sum_{\mu=1}^3 \frac{|\xi^{\mu}|^2 \hbar \omega_{\mu}}{\omega_{\mu}^2} Q^2 \langle n_{\mu} \rangle \quad \text{pour la direction Antistoke} \quad (\text{III} - 47)$$

Remarques :

- Si l'on fait tendre T vers zéro, l'intensité diffractée sur la pulsation Stoke ($\Omega_i - \omega_\mu$) varie comme $h\omega_\mu$ ($\langle n_\mu \rangle + 1$) c'est-à-dire comme $h\omega_\mu$ donc est pratiquement indépendante de la température contrairement à l'intensité diffractée sur la pulsation Antistoke ($\Omega_i + \omega_\mu$) qui varie comme $h\omega_\mu \langle n_\mu \rangle$ c'est-à-dire comme $h\omega_\mu e^{-h\omega_\mu / k_B T}$

- Dans le cas d'une distribution thermalisée et pour $h\omega \gg k_B T$ l'expression de $\langle n_\mu \rangle$ peut se développer sous la forme :

$$\langle n_\mu \rangle = \frac{1}{1 + \frac{h\omega_\mu}{k_B T} - 1} = \frac{k_B T}{h\omega_\mu} \quad (\text{III} - 48)$$

1 devient négligeable devant $\frac{k_B T}{h\omega_\mu}$ dans l'expression III-46 ce qui a pour conséquence que III-46 et III-47 s'identifient à la relation III-39 établie dans le cadre de la mécanique classique.

III-2-2-3- Polarisation de la lumière diffractée : cas général

Dans le cas des cristaux à symétrie hexagonale 6 mm comme le CdS les composantes du vecteur $\vec{\lambda}^\mu$ dans le système d'axes cristallographiques se mettent sous la forme⁽⁶⁰⁾ :

$$\begin{aligned} (\vec{\lambda}^\mu)_\alpha &= (\vec{I}_u^\mu)_\alpha \left[(\vec{I}_Q)_\beta \overset{\rightarrow}{\text{TRANS}}_{\beta\gamma}(\alpha) (\vec{I}_{E_i})_\gamma \right] + (\vec{I}_Q)_\alpha \left[(\vec{I}_u^\mu)_\beta \overset{\rightarrow}{\text{TRANS}}_{\beta\gamma}(\alpha) (\vec{I}_{E_i})_\gamma \right] \\ &+ (\vec{I}_{E_i})_\alpha \left[(\vec{I}_u^\mu)_\beta \overset{\rightarrow}{\text{MIXT}}_{\beta\gamma}(\alpha) (\vec{I}_Q)_\gamma + (\vec{I}_u^\mu)_\beta \overset{\rightarrow}{\text{LONG}}_{\beta\gamma}(\alpha) (\vec{I}_Q)_\gamma \right] \quad (\text{III} - 49) \end{aligned}$$

expression dans laquelle : $\vec{I}_u^\mu$, $\vec{I}_Q$, $\vec{I}_{E_i}$ sont respectivement les vecteurs unitaires portés par les vecteurs $\vec{u}^\mu$, $\vec{Q}$, $\vec{E}_i$.

$\overset{\rightarrow}{\text{TRANS}}(\alpha)$, $\overset{\rightarrow}{\text{MIXT}}(\alpha)$, $\overset{\rightarrow}{\text{LONG}}(\alpha)$ représentent respectivement des tenseurs d'ordre 2 définis par :

$$\vec{\text{TRANS}}(\alpha) \left\{ \begin{array}{l} \left(\begin{array}{ccc} 0 & p_{66} & \\ & & p_{44} \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} \end{array} \right) \quad \text{pour } \alpha = 1 \\ \left(\begin{array}{ccc} p_{66} & 0 & \\ & & p_{44} \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} \end{array} \right) \quad \text{pour } \alpha = 2 \\ \left(\begin{array}{ccc} p_{44} \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} & p_{44} \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} & 0 \end{array} \right) \quad \text{pour } \alpha = 3 \end{array} \right.$$

$$\vec{\text{MIXT}}(\alpha) \left\{ \begin{array}{l} \left(\begin{array}{ccc} 0 & p_{12} & \\ & & p_{13} \end{array} \right) \quad \text{pour } \alpha = 1 \\ \left(\begin{array}{ccc} p_{12} & 0 & \\ & & p_{13} \end{array} \right) \quad \text{pour } \alpha = 2 \\ \left(\begin{array}{ccc} (\frac{\epsilon_3}{\epsilon_1})^2 p_{31} & (\frac{\epsilon_3}{\epsilon_1})^2 p_{31} & 0 \end{array} \right) \quad \text{pour } \alpha = 3 \end{array} \right.$$

$$\vec{\text{LONG}}(\alpha) \left\{ \begin{array}{l} \left(\begin{array}{ccc} p_{11} & 0 & \\ & & 0 \end{array} \right) \quad \text{pour } \alpha = 1 \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & p_{11} & \\ & & 0 \end{array} \right) \quad \text{pour } \alpha = 2 \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & 0 & (\frac{\epsilon_3}{\epsilon_1})^2 p_{33} \end{array} \right) \quad \text{pour } \alpha = 3 \end{array} \right.$$

III-2-2-4- Polarisation de la lumière diffractée par une onde transverse

Envisageons par exemple le cas d'une vibration acoustique transverse polarisée parallèlement à l'axe C (propagation $\perp$ à $\vec{C}$)

a) la lumière incidente est polarisée selon l'axe C et fait un angle θ_i avec la normale aux plans d'onde acoustique, schéma III.

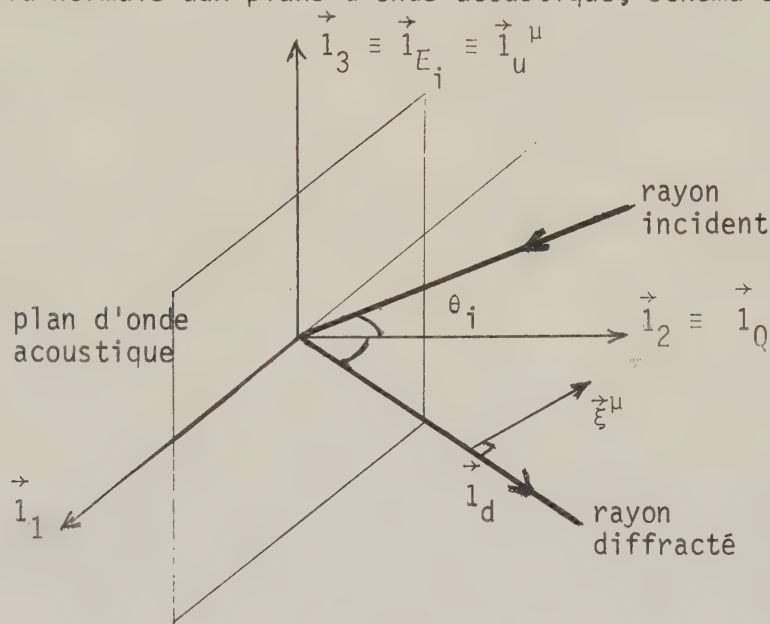


Schéma III

$\vec{\lambda}^\mu$ a pour composantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_1^\mu = 0 \\ \lambda_2^\mu = p_{44} \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} \\ \lambda_3^\mu = 0 \end{array} \right.$$

D'autre part $\vec{\lambda}^\mu$ est défini par :

$$\vec{\xi}^\mu = \vec{l}_d \times (\vec{l}_d \times \vec{\xi}^\mu) \quad (III - 50)$$

Son module est égal à $p_{44} \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} \sin \theta_i$ et sa direction est perpendiculaire à celle de l'onde incidente.

A l'aide des relations III-39 et III-50 on en déduit la puissance rayonnée par unité d'angle solide et de volume du cristal pour une distribution thermalisée :

$$P_d = P_i \left(\frac{\Omega_i}{c_i} \right)^4 \frac{\epsilon_1^2 \epsilon_3^2}{32 \pi^2} k_B T \frac{p_{44}^2 \sin^2 \theta_i}{c_{44}} \quad (\text{III} - 51)$$

b) si la lumière est polarisée dans le plan $(\vec{I}_1, \vec{I}_2)$ (perpendiculaire à l'axe C) les conditions de polarisation et de propagation de l'onde acoustique demeurent inchangées :

$$\vec{\xi}^\mu = p_{44} \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} \sin \theta_i \vec{I}_3$$

Le vecteur polarisation de l'onde diffractée est perpendiculaire à celui de l'onde incidente comme dans le cas précédent. De même, les modules des $\vec{\xi}^\mu$ étant les mêmes, la puissance diffractée aura même expression que III-51.

Envisageons maintenant le cas d'une onde transversale polarisée perpendiculairement à l'axe C.

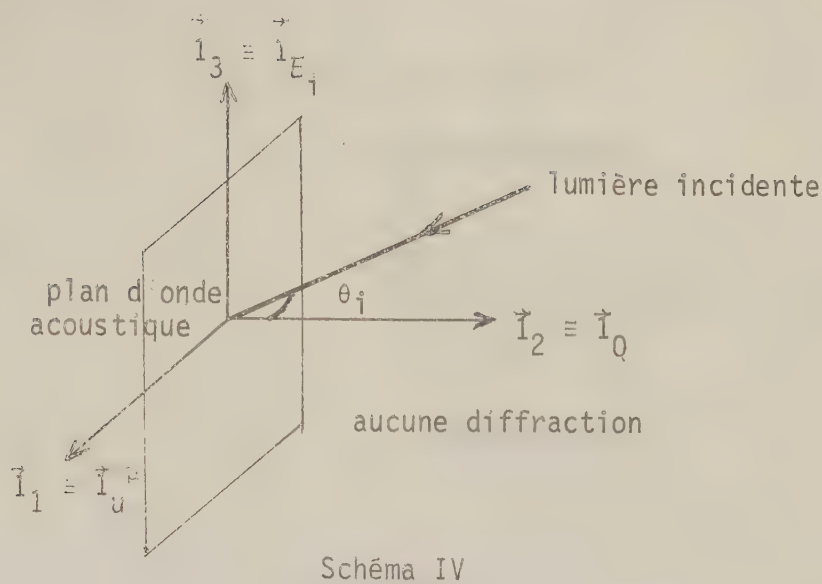
- a) le faisceau de lumière incidente polarisée selon l'axe C, fait un angle θ_i avec la normale aux plans d'onde acoustique conformément au schéma IV.

On montre⁽⁶⁰⁾ que dans ce cas, il n'y a pas de diffraction.

- b) dans le cas d'une lumière incidente polarisée dans le plan $(\vec{I}_u^\mu, \vec{I}_Q)$ on montre qu'il n'y a pas de changement de polarisation de la lumière et que la puissance diffractée est :

$$P_d = P_i \left(\frac{\Omega_i}{c_i} \right)^4 \frac{\epsilon_1^4}{32 \pi^2} k_B T \frac{p_{66}^2}{c_{66}} \cos^2 2 \theta_i \quad (\text{III} - 52)$$

Cette puissance diffractée est nulle pour une incidence de 45° .



III - 3 - Influence de l'anisotropie optique sur la diffraction Brillouin

Etudions plus en détail les règles de conservation de l'impulsion et de l'énergie en tenant compte de l'anisotropie de l'indice de réfraction.

Le cas du CdS qui nous concerne est celui des cristaux uniaxes positifs possédant un indice ordinaire n_o inférieur à l'indice extraordinaire n_e .

Il est clair que l'anisotropie n'intervient que dans le cas de la diffraction d'une onde transverse polarisée suivant $\vec{C}$ puisque cette dernière fait tourner la polarisation de la lumière incidente de 90° .

Nous examinerons successivement le cas d'une lumière incidente polarisée perpendiculairement et parallèlement à l'axe C. Nous calculerons les angles d'incidence et de diffraction correspondant à une fréquence déterminée, puis nous proposerons une méthode de détermination de la direction de propagation des modes "hors axe" dans un cristal parallélépipédique.

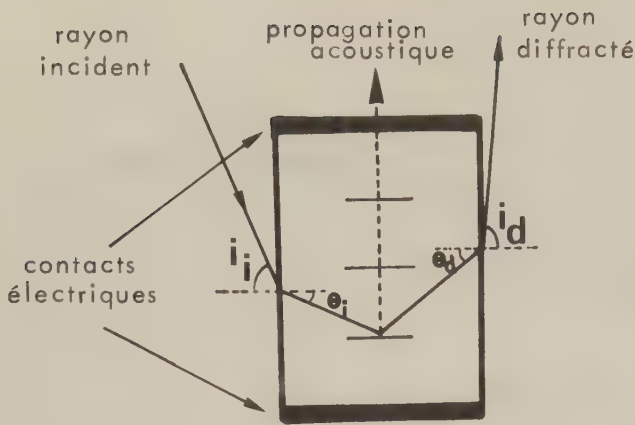


Fig 29 Processus de diffraction dans le cas présentement étudié

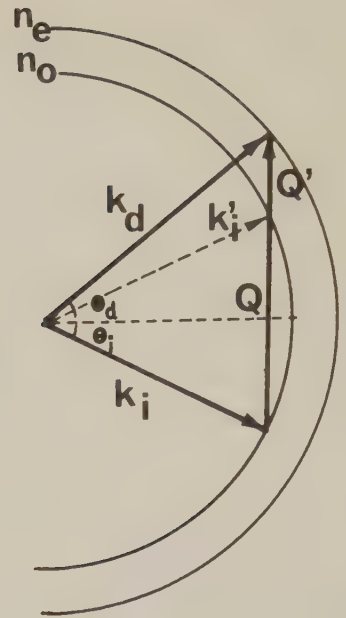


Fig 30 Composition des vecteurs d'onde en polarisation 1 à C

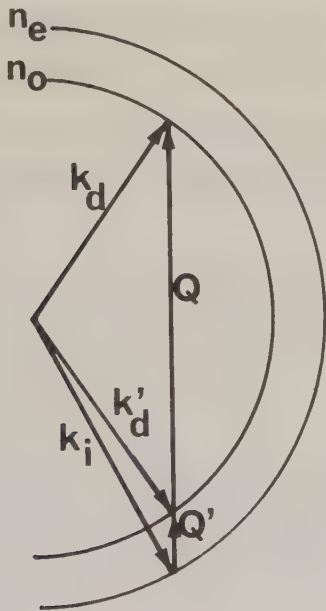


Fig 31 Double diffraction en polarisation parallèle à C pour une incidence fixe

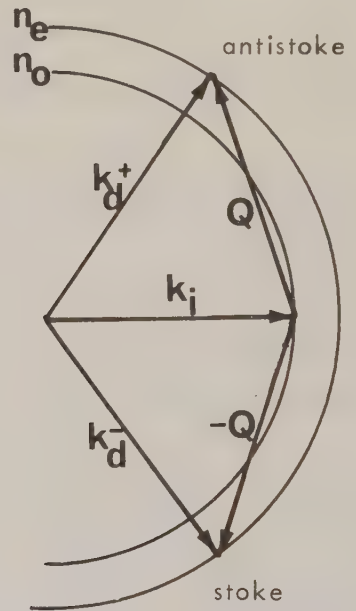


Fig 32 Mise en évidence des raies stoke et antistoke correspondant à une même fréquence acoustique

III-3-1- Lumière incidente polarisée perpendiculairement à l'axe C

Les modules des moments ont pour expression :

$$|\vec{k}_i| = \frac{n_o \Omega_i}{c} \quad \text{pour la lumière incidente} \quad (\text{III} - 53)$$

$$|\vec{k}_d| = \frac{n_e \Omega_d}{c} \approx \frac{n_e \Omega_i}{c} \quad \text{pour la lumière diffractée (si nous négligeons le glissement en fréquence lié à la conservation des énergies)}$$

De plus :

$$|\vec{Q}| = |\vec{k}_d - \vec{k}_i| = \frac{\omega}{v_s}$$

$|\vec{Q}| > 0$ correspond à l'absorption d'un phonon (direction Antistoke).

$|\vec{Q}| < 0$ correspond à l'émission d'un phonon (direction Stoke)

Les vecteurs $\vec{k}_i$ et $\vec{k}_d$ étant constants en module leurs extrémités se trouvent sur les deux cercles de rayon respectif :

$$\frac{n_o \Omega_i}{c} \quad \text{et} \quad \frac{n_e \Omega_i}{c} \quad (\text{fig 30}).$$

Soient θ_i et θ_d respectivement les angles d'incidence et de diffraction comptés à partir de la normale aux plans d'onde (fig 29). Des considérations trigonométriques simples permettent d'exprimer⁽⁶⁵⁾ θ_i et θ_d en fonction de la fréquence f de l'onde acoustique et de l'anisotropie du cristal. On aboutit aux relations suivantes :

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_o}{2 n_o v_s} \left[f - \frac{v_s^2}{f \lambda_o^2} (n_e^2 - n_o^2) \right] \quad (\text{III} - 54)$$

$$\sin \theta_d = \frac{\lambda_o}{2 n_e v_s} \left[f + \frac{v_s^2}{f \lambda_o^2} (n_e^2 - n_o^2) \right] \quad (\text{III} - 55)$$

λ_o est la longueur d'onde de la lumière dans le vide.

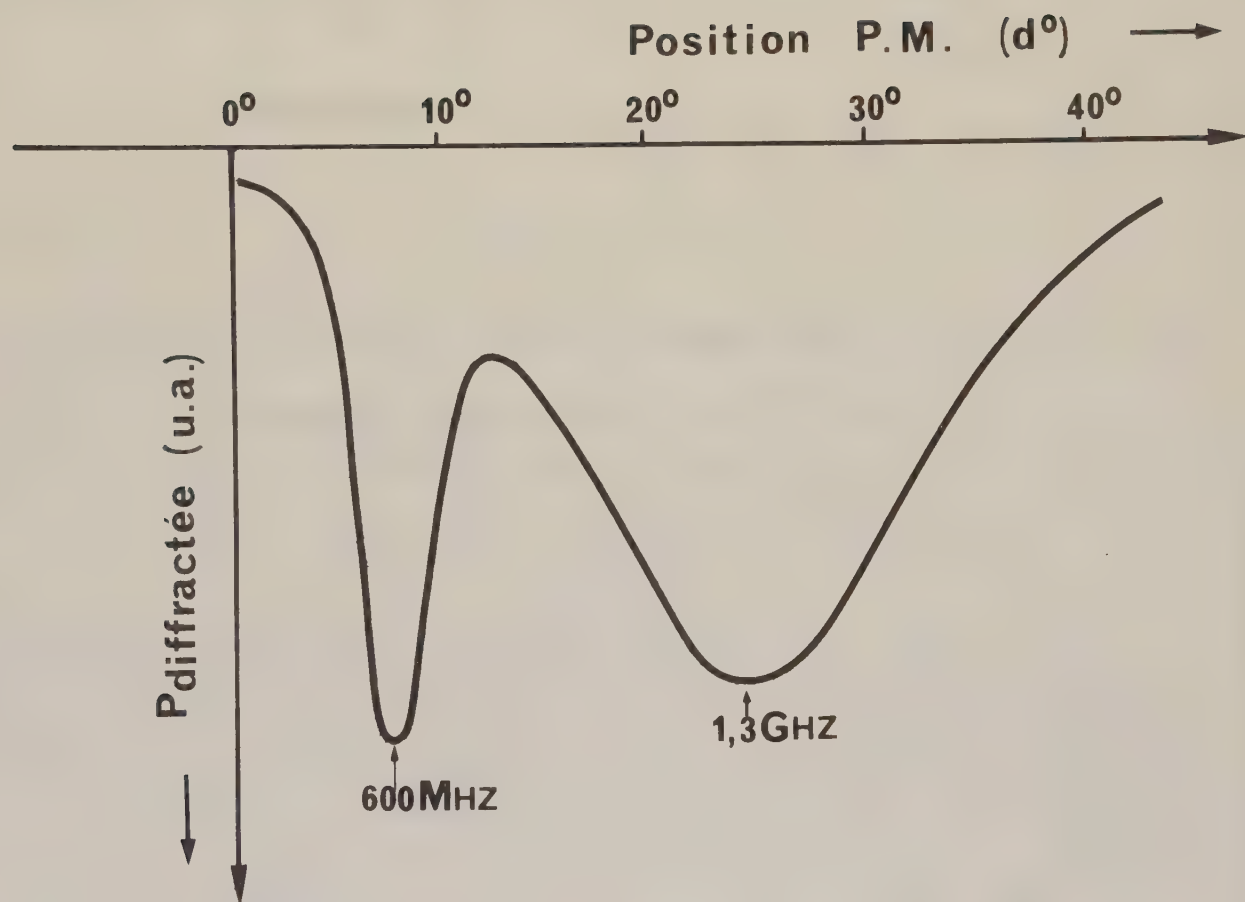


Fig 33 Mise en évidence expérimentale de la double diffraction par déplacement du photomultiplicateur pour une incidence fixe en polarisation // à C.

La fréquence se déduit immédiatement des relations précédentes :

$$f = \frac{v_s}{\lambda_0} (n_o \sin \theta_i + n_e \sin \theta_d) \quad (\text{III} - 56)$$

Nous constatons d'autre part, (fig 30) que pour une même direction de diffraction, nous pouvons détecter une fréquence f' plus basse correspondant à un angle d'incidence θ'_i tel que :

$$\sin \theta'_i = - \sin \theta_i = - \frac{\lambda_0}{2 n_o v_s} \left[f' - \frac{v_s^2}{f' \lambda_0^2} (n_e^2 - n_o^2) \right] \quad (\text{III} - 57)$$

ce qui donne :

$$f' = \frac{v_s}{\lambda_0} (n_e \sin \theta_d - n_o \sin \theta_i) \quad (\text{III} - 58)$$

Les fréquences f et f' ne sont pas indépendantes mais liées par :

$$ff' = \frac{v_s^2 (n_e^2 - n_o^2)}{\lambda_0^2} \quad (\text{III} - 59)$$

III-3-2- Lumière incidente polarisée parallèlement à l'axe C

Le vecteur d'onde incident proportionnel à n_e est supérieur au vecteur diffracté proportionnel à n_o . La lumière diffractée est cette fois polarisée perpendiculairement à l'axe C.

La figure 31 obtenue est la symétrie de la figure 30 ; il suffit de changer k_i en k_d et θ_i en θ_d dans les relations III-54 et III-55. La fréquence f reste donc inchangée dans cette opération.

Par contre, réciproquement au cas précédent, il est possible de détecter pour une incidence fixée θ_i deux fréquences acoustiques correspondant à deux directions de diffraction θ_d et θ'_d . Expérimentalement le montage optique que nous avons réalisé chapitre IV nous a permis de mettre en évidence cette double diffraction (fig 33) par déplacement du photomultiplicateur de détection⁽⁶⁶⁾.

L'observation de ce phénomène est toutefois assez délicate. Il faut, en effet, qu'à la fois les fréquences f et f' ne soient pas trop voisines pour pouvoir être séparées par effet Brillouin, et soient assez proches pour être contenues dans le spectre des fréquences amplifiées par interaction acoustoélectrique. Dans nos expériences sur du CdS semiconducteur les deux fréquences détectées se situent entre 500 et 600 MHz pour les fréquences inférieures et entre 1,2 et 1,5 GHz pour les fréquences supérieures, en bon accord avec la relation déduite de III-59 :

$$f f' = 8,2 \times 10^{17} \text{ Hz}^2$$

Notons au passage que ceci permet de mesurer l'anisotropie optique du cristal.

Remarque : Vu la faible anisotropie du CdS nous avons toujours utilisé l'approximation :

$$n_e^2 - n_o^2 = 2 n \Delta n, \quad n \text{ est l'indice moyen et } \Delta n \text{ l'anisotropie.}$$

- Fréquences extrêmes détectées

- La fréquence minimale est déterminée par $\sin \theta_i = \pm 1$ et $\sin \theta_d = \mp 1$ selon le mode de polarisation de la lumière incidente. Les trois vecteurs d'onde sont portés par un même axe ($Q = |k_d - k_i|$), on obtient :

$$f_{\min} = \frac{\Delta n v_s}{\lambda_0} \quad (\text{III} - 60)$$

C'est donc l'anisotropie optique du cristal qui impose $f_{\min}$.

- La fréquence maximale est obtenue pour $\sin \theta_i = \sin \theta_d = 1$.

$$\vec{k}_i \neq -\vec{k}_d \neq \frac{\vec{Q}}{2}$$

On en tire :

$$f_{\max} = \frac{2 n v_s}{\lambda_0} \quad (\text{III} - 61)$$

C'est le cas de la rétrodiffusion.

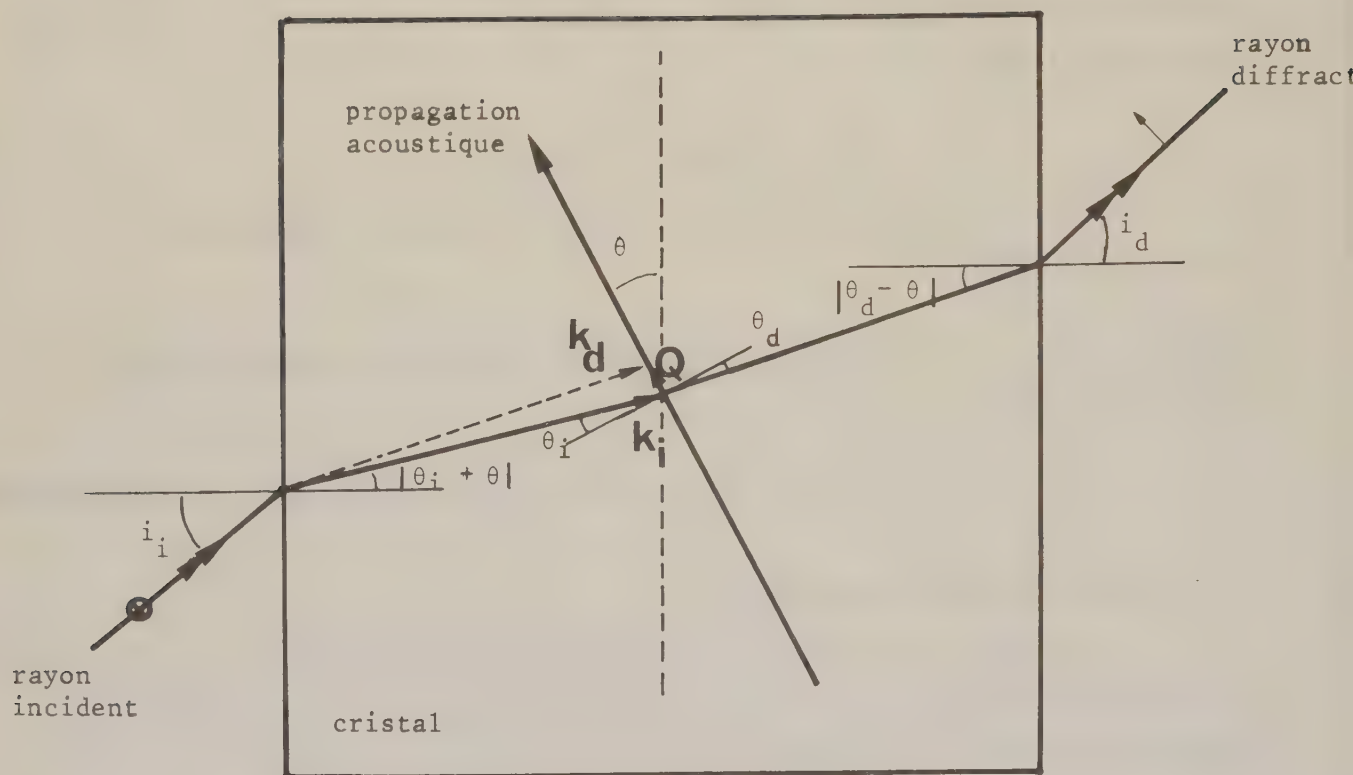


Fig 34 Marche des rayons lumineux dans le cas d'une diffraction par des modes hors d'axe

Théoriquement la gamme de fréquence détectable dans le CdS avec un laser He-Ne s'étend de 50 MHz à 13,2 GHz.

III-3-3- Raies Stoke et Antistoke

Dans le cas d'un cristal uniaxe et d'une propagation acoustique selon les axes cristallographiques, les deux directions de propagation des raies Stoke et Antistoke sont symétriques par rapport à la direction du vecteur d'onde incident (fig 32). Remarquons alors que la présence de l'anisotropie optique permet de détecter en incidence normale ($\theta_i = 0$) des phonons transverses et que, dans ces conditions, les raies Stoke et Antistoke ont des amplitudes égales. Cette égalité d'amplitudes est due à l'équilibre statistique entre le nombre de phonons émis et absorbés dans une direction donnée en accord avec les relations III-46 et III-47.

III-3-4- Cas des modes acoustiques hors axe

Jusqu'à présent nous n'avons fait aucune hypothèse concernant la géométrie du cristal étudié. Ceci devient nécessaire pour l'étude de la diffraction par les modes hors axe, car les seuls paramètres directement accessibles sont les angles d'incidence et de diffraction sur les faces externes de l'échantillon.

A priori ces faces peuvent être orientées de manière quelconque par rapport à l'axe C. En pratique, nous nous sommes limités à des parallélépipèdes dont les faces sont soit parallèles soit perpendiculaires à l'axe A6.

Supposons donc (fig 34) qu'un phonon de vecteur d'onde $\vec{Q}$ fasse un angle hors axe θ avec une face d'entrée. Désignons respectivement par i_i et i_d les angles d'incidence du faisceau incident et du faisceau diffracté.

L'application des lois de Descartes dans l'approximation des petits angles donne :

$$i_i = n (\theta_i + \theta) = \frac{\lambda_0}{2 v_s} \left[f + \frac{2 v_s^2 n}{f \lambda_0} \Delta n \right] + n \theta \quad (\text{III} - 62)$$

$$i_d = n (\theta_d - \theta) \pm \frac{\lambda_0}{2 v_s} \left[f \pm \frac{2 v_s^2 n}{f \lambda_0} \Delta n \right] - n \theta \quad (\text{III} - 63)$$

Le signe $\pm$ dépend de la polarisation de la lumière incidente.

- Pour un mode axial ($\theta = 0$) il y a permutation de i_i et i_d selon que la lumière incidente est polarisée perpendiculairement ou parallèlement à l'axe C (§ III-3-2).

- Pour un mode hors axe cette permutation n'est plus valable et la mesure de i_i et i_d pour les deux directions de polarisation permet de déterminer θ .

Remarques :

- La fréquence f est sensiblement indépendante de θ et peut se mettre sous la forme :

$$f = \frac{v_s}{\lambda_0} (\sin i_i + \sin i_d) \quad (III - 64)$$

dans ce cas, la fréquence maximale détectable est donnée par la relation :

$$f_{\max} = \frac{2 v_s}{\lambda_0}$$

cette fréquence, égale à 5,5 GHz, constitue une limite que l'on ne peut dépasser compte tenu de la géométrie de l'échantillon et de l'appareillage utilisé.

- Cette méthode simple de détermination de la direction θ du mode hors axe ne s'applique que lorsque le mode acoustique se propage dans le plan perpendiculaire à l'axe optique. Dans le cas contraire, il faut tenir compte de la variation d'indice avec l'angle d'incidence sur la face du cristal. Nous verrons ceci en détail dans le chapitre V lors de l'étude du CdS semiconducteur avec champ d'entraînement parallèle à l'axe C.

- Les formules III-39,46,47, ont été établies en ne tenant compte que de l'interaction photon-phonon c'est-à-dire qu'elles ne sont valables que pour des isolants. La présence d'électrons dans des corps semiconducteurs ou photoconducteurs modifie sensiblement la loi de variation de l'intensité diffractée en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente.

C'est ainsi que très récemment D.K. GARROD et R. BRAY⁽⁶⁷⁾ ont mis en évidence une antirésonance d'effet Brillouin au voisinage du gap sur des cristaux de GaAs. Des résultats analogues ont été obtenus sur CdS par J.P. LAURENTI⁽⁶⁸⁾.

Retenons pour conclure que la diffraction Brillouin permet de déterminer :

- le spectre en fréquence des modes acoustiques,
- l'amplitude des modes au point d'observation,
- la direction de propagation acoustique.

C H A P I T R E I V

PARTIE EXPERIMENTALE

IV - 1 - Introduction

L'étude de l'amplification acoustoélectrique en régime de saturation sur des cristaux de CdS semiconducteur et photoconducteur a nécessité la réalisation d'un montage composé essentiellement d'une partie optique et d'une partie électronique :

- la partie optique est constituée par le dispositif de photo-excitation (cas du photoconducteur) et par le montage de diffraction Brillouin,

- la partie électronique est composée du générateur d'impulsion T.H.T. et d'un ensemble détecteur de crête permettant l'enregistrement des pics de diffraction sur table traçante X - Y.

Nous allons décrire successivement les méthodes de préparation des échantillons puis le montage d'effet Brillouin, d'abord pour le semiconducteur, puis pour le photoconducteur.

IV - 2 - Préparation des échantillons

IV-2-1- Dimensions des cristaux

Les cristaux de Sulfure de Cadmium utilisés sont de provenance Eagle Picher, Harshaw (USA) et Techsnabexport (URSS). Il sont taillés en parallélépipèdes avec l'axe C perpendiculaire à l'une des faces. Leurs dimensions sont très variables selon qu'il s'agit d'échantillons semiconducteurs ou photoconducteurs.

Pour le semiconducteur, nous découpons des plaquettes de faible épaisseur (4 à 5 dixièmes de millimètre) afin d'éviter des déplacements trop importants du faisceau lumineux lors de l'étude par diffraction Bril-louin.

Pour le photoconducteur, au contraire, les épaisseurs doivent être du même ordre de grandeur que les autres dimensions (quelques millimètres) pour obtenir les multisaturations.

IV-2-2- Contacts ohmiques

Plusieurs méthodes ont été essayées parmi lesquelles : l'évaporation sous vide suivie d'un recuit sous azote hydrogéné, la diffusion dans une ampoule scellée, le dépôt électrolytique, et le dépôt par fer à souder à ultrasons. Nous n'exposerons ici que les méthodes ayant donné des résultats probants, reproductibles et de réalisation facile.

- Pour le semiconducteur toutes les techniques d'élaboration des contacts sont satisfaisantes avec toutefois pour le dépôt au fer à souder à ultrasons du mélange (In-Sn-Hg) un avantage quant à la rapidité et à la facilité de l'opération. Cela évite en outre le rodage des faces latérales.

- Pour le photoconducteur la technique de fabrication des contacts influe très fortement sur la qualité des résultats obtenus. C'est ainsi que divers échantillons de mêmes dimensions découpés dans un même cristal peuvent ou non présenter des phénomènes de saturation suivant la technique exacte d'élaboration des contacts. La diffusion d'indium sous ampoule scellée⁽¹⁷⁾ donne les meilleurs résultats :

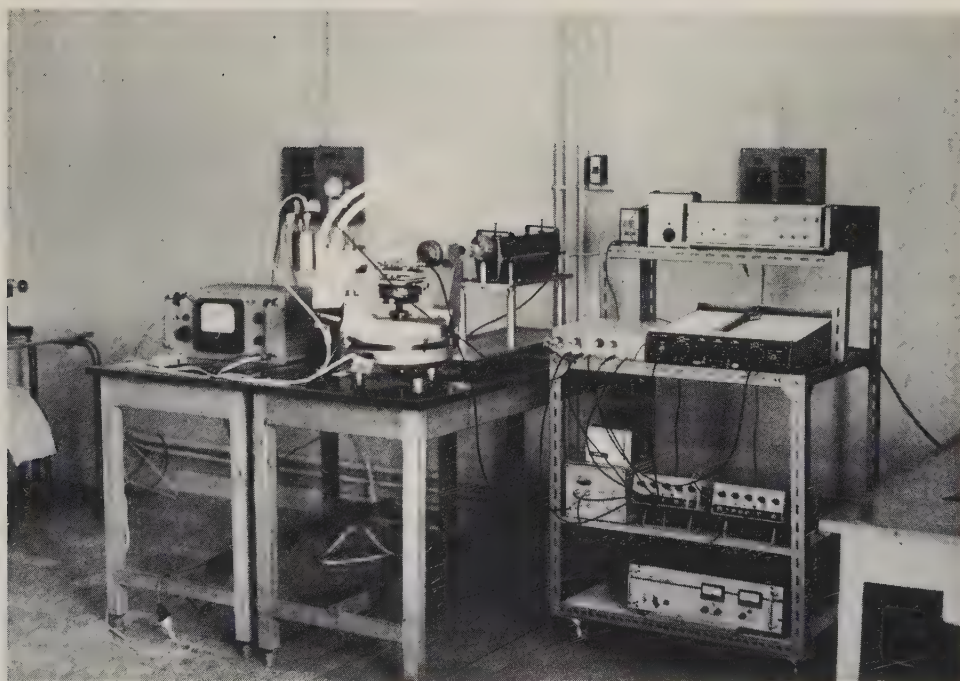
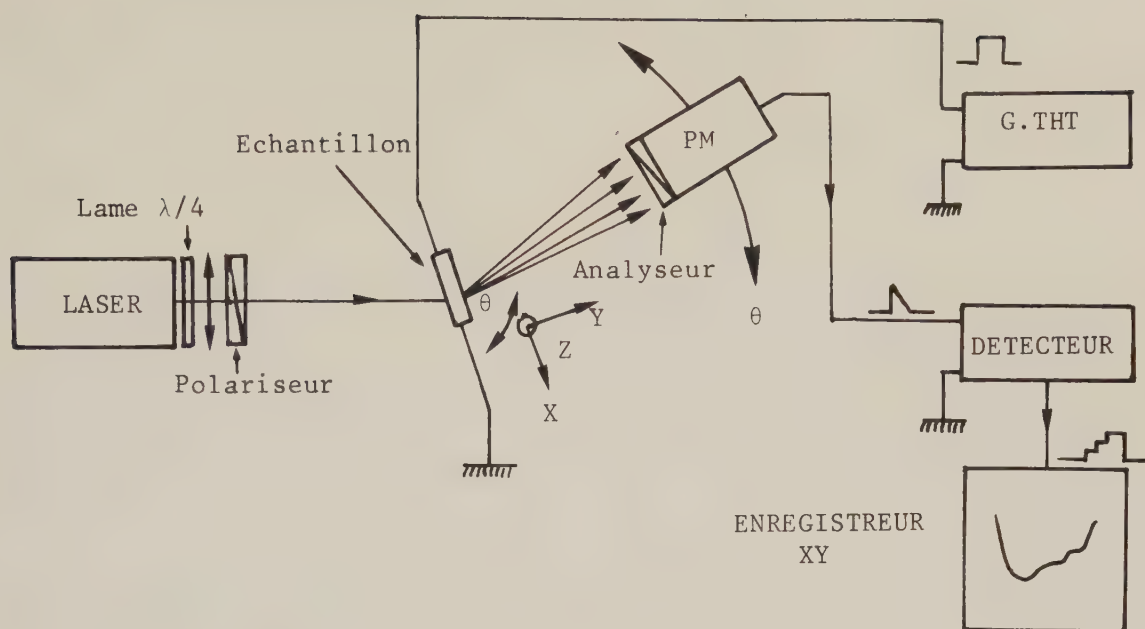


Fig 35 Schéma et photo du montage

L'échantillon est placé avec un fragment d'indium dans un tube en quartz vidé à 10^{-5} torr. Le tube est ensuite scellé sous vide au chalumeau puis porté à 550° C pendant 6 à 7 minutes. Le métal vaporisé diffuse sur toutes les faces du cristal. Le contact électrique ne devant exister que sur deux faces, il faut roder et polir les quatre faces pour supprimer les court-circuits.

Cette méthode donne de bons contacts électriques et présente l'avantage de ne pas trop modifier le coefficient de réflexion des ondes acoustiques. En effet, il n'y a pas ici de couche d'indium déposée sur les extrémités mais simplement une diffusion d'indium dans le cristal. Cette condition est, nous le verrons, primordiale pour l'obtention des multisations.

Les meilleurs échantillons préparés par cette méthode ont une résistance entre contacts de l'ordre de quelques centaines d'ohms sous fort éclairement.

IV - 3 - Montage d'effet Brillouin pour le CdS semiconducteur

IV-3-1- Présentation générale

La figure 35 donne une vue d'ensemble du montage mécanique et électrique. La lumière incidente provient d'un laser He-Ne 2 m W Spectra Physics. Le faisceau lumineux traverse successivement une lame $\lambda/4$ stabilisatrice d'amplitude et un nicol polariseur avant d'être focalisé sur le cristal. L'ensemble est solidaire d'une platine goniométrique Bouty. Le diamètre du spot lumineux est de 150μ environ au niveau de l'échantillon de CdS soumis à un champ électrique pulsé de quelques microsecondes de durée et de faible récurrence (1 Hz). Le photomultiplicateur de détection type RTC XP 1117 supporte le nicol analyseur et est fixé à la place de la lunette de visée de la platine goniométrique. Il délivre un signal qui, après passage dans un détecteur de crête de notre fabrication, est enregistré sur une table traçante X-Y type Helwett-Packard 700 A.M.

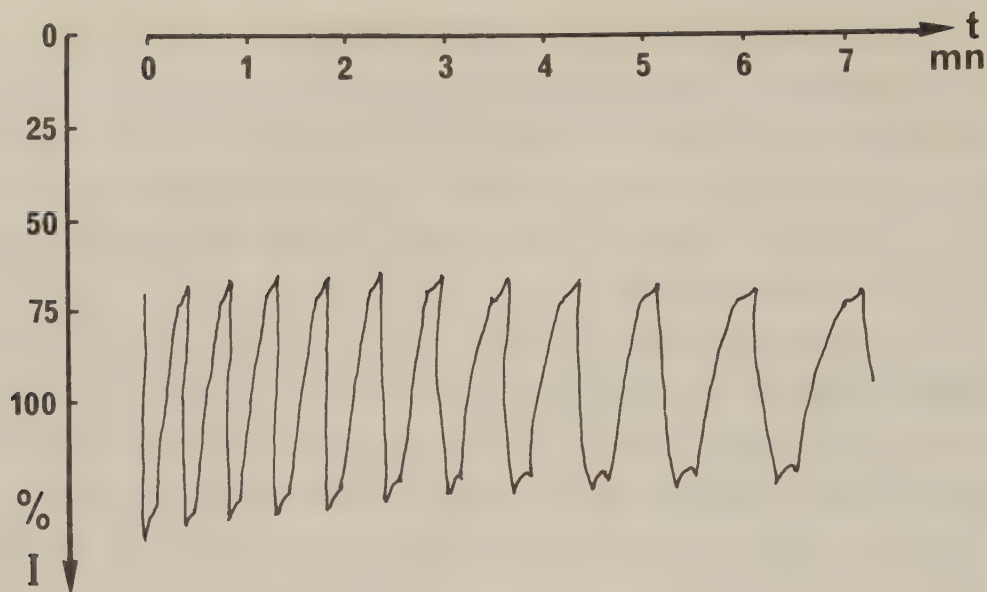


Fig 36 Variation de l'intensité du laser en fonction du temps après polarisation du faisceau

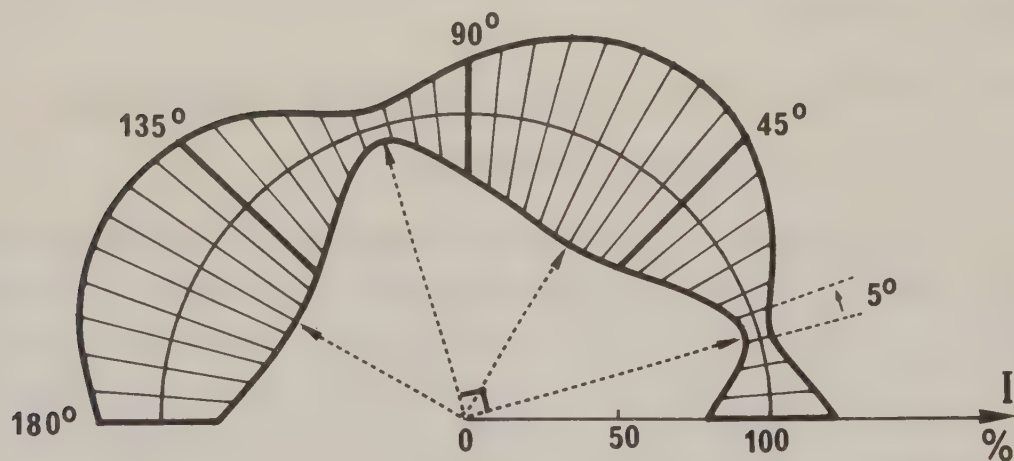


Fig 37 Variation de l'intensité du laser en coordonnées polaires au cours du temps pour différentes directions de polarisation repérées par rapport à l'horizontale

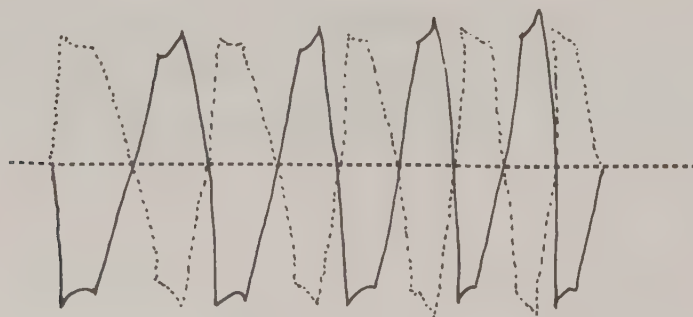


Fig 38 Mise en évidence du déphasage de 180° des fluctuations du laser pour deux directions de polarisation orthogonales

Nous allons faire une étude critique des différents éléments du montage en examinant successivement la source lumineuse, l'ensemble de micromanipulation et porte échantillon, le générateur d'impulsions T.H.T., et l'ensemble de détection.

IV-3-2- Stabilisation de la source lumineuse⁽⁶⁹⁾

IV-3-2-1- Analyse du phénomène

Si le champ d'application des lasers à gaz a connu un grand essor au cours de ces dix dernières années, leur utilisation comme source de lumière polarisée ne semble pas avoir reçu beaucoup d'attention. Dans le cas de la diffraction Brillouin des ondes acoustiques transverses, l'utilisation d'une lumière polarisée est très utile pour augmenter le rapport signal sur bruit du photomultiplicateur puisque seule la lumière diffractée par effet Brillouin est croisée par rapport à la lumière incidente.

L'intensité diffractée est proportionnelle au produit de l'intensité acoustique par l'intensité incidente. Si l'on veut par cette méthode faire une étude quantitative du niveau acoustique il faut donc que l'intensité incidente ne varie pas au cours du temps.

Le laser utilisé pour notre étude est du type torche non polarisé et délivre un signal stable à quelque pour cent près, quelques minutes après l'allumage. Cependant si on interpose un polariseur sur le trajet du faisceau on enregistre des fluctuations importantes de l'intensité lumineuse au cours du temps. Ces variations dépendent de la direction de polarisation et peuvent atteindre 40 % même après plusieurs heures de fonctionnement.

La figure 36 représente un enregistrement de ce phénomène. L'intensité détectée oscille avec une périodicité de 30 à 60 secondes et une fluctuation relative de 30 %. La période n'est d'ailleurs pas constante et varie de 30 secondes à la mise sous tension du laser à un quart d'heure environ après une heure de fonctionnement mais l'amplitude des oscillations reste constante. De plus la fréquence des fluctuations subit des variations aléatoires dues probablement à des variations de température au sein du plasma. En effet dans ce type de laser les miroirs internes sont directement scellés sur le tube dont la longueur varie avec la température en modifiant l'accord de la cavité.

Ces expériences montrent également que l'amplitude des fluctuations est liée à l'orientation du polariseur. Cette dépendance angulaire est représentée, en coordonnées polaires, sur la figure 37. Nous constatons qu'il existe deux directions de polarisation pour lesquelles les variations d'amplitude sont minimales et deux autres directions à 45° des précédentes pour lesquelles ces variations sont maximales. L'origine des angles est définie par le socle du laser. Si on enregistre simultanément les signaux obtenus pour deux quelconques directions perpendiculaires, on constate que les variations d'intensité sont en opposition de phase (fig 38). Ceci fait penser à un transfert d'énergie entre les deux directions de fluctuations maximales. L'interprétation proposée est la suivante.

IV-3-2-2- Discussion

Les lasers à gaz émettent généralement un rayonnement polarisé et l'étude du cas particulier des lasers Hélium-Néon a été faite par plusieurs groupes de chercheurs⁽⁷⁰⁻⁷⁶⁾.

La plupart des travaux sont relatifs à la raie $1,153 \mu$ qui correspond à une transition du Néon. En l'absence de champ magnétique cette raie d'émission est caractérisée par une polarisation linéaire. En présence d'un champ magnétique longitudinal, on obtient une rotation du plan de polarisation⁽⁷²⁻⁷⁴⁾.

Cette polarisation linéaire a été expliquée par D. POLDER et W. VAN HAERINGEN⁽⁷⁵⁾ sur la base de la théorie de W.E. LAMB⁽⁷⁶⁾ dans le cas de niveaux atomiques dégénérés. Ces auteurs ont montré que cette polarisation n'a lieu que dans deux directions privilégiées orthogonales qui sont déterminées par de légères anisotropies de la cavité optique du laser ou des miroirs. J. KANNELAUD et W. CULSHAW⁽⁷¹⁾ ont observé un phénomène encore plus curieux : le désaccord de la cavité lié ou non à la variation de température peut engendrer des sauts de direction de polarisation d'une direction privilégiée sur l'autre. L'explication de ce mécanisme en est simple : les deux directions privilégiées sont en fait deux directions de résonance de la cavité sur deux fréquences différentes.

Toutes les observations faites sur le mode à $1,153 \mu$ peuvent se transposer sur le mode à $0,6328 \mu$. En effet, H. de LANG et Co⁽⁷⁴⁾ ont montré qu'il y avait une corrélation dans les directions de polarisation de ces deux radiations due au fait que les transitions optiques correspondantes ont même niveau inférieur.

Dans nos expériences, avec la longueur d'onde $0,6328 \mu$, nous observons ces deux directions privilégiées avec des fluctuations d'intensité en opposition de phase. Ces fluctuations sont dues aux variations de température qui modulent la géométrie de la cavité en réalisant alternativement l'accord sur l'un ou l'autre de ces modes privilégiés. On passe d'un mode au suivant par une variation de longueur de la cavité égal à $\lambda / 2$ ce qui explique que l'intensité totale émise par le laser, somme de deux vibrations fluctuant en opposition de phase reste quasi-constante. La validité de ce modèle a été immédiatement testée et confirmée par l'utilisation d'une lame quart d'onde.

IV-3-2-3- Stabilisation par lame quart d'onde

Nos observations expérimentales (fig 36,37,38) ayant montré que les deux directions de fluctuation maximale sont orthogonales et que ces fluctuations sont en opposition de phase, nous avons supposé qu'il s'agissait de deux vibrations rectilignes croisées avec transfert de puissance de l'une à l'autre. Pour obtenir la stabilisation souhaitée nous avons donc interposé une lame $\lambda / 4$ avec ses lignes à 45° des directions précédentes de façon à les transformer en vibrations circulaires et à en faire la somme. A la sortie de cette lame la lumière ne présente donc plus de fluctuation. La polarisation rectiligne nécessaire à notre montage d'effet Brillouin est ensuite obtenue par un polariseur.

Nous avons réalisé cette lame $\lambda / 4$ en clivant une lame de mica à 31μ environ. La stabilisation escomptée est bien réalisée puisque les fluctuations restantes en lumière rectiligne ne dépassent pas 4 % et ce, dès l'allumage de la torche laser.

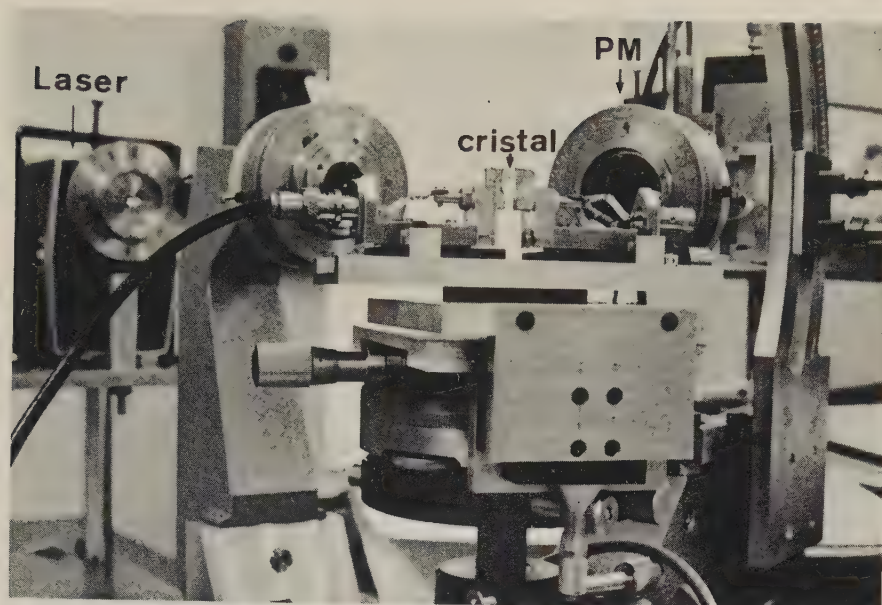


Fig 39 Ensemble porte échantillon utilisé pour l'étude du semiconducteur
avec $C \perp E$

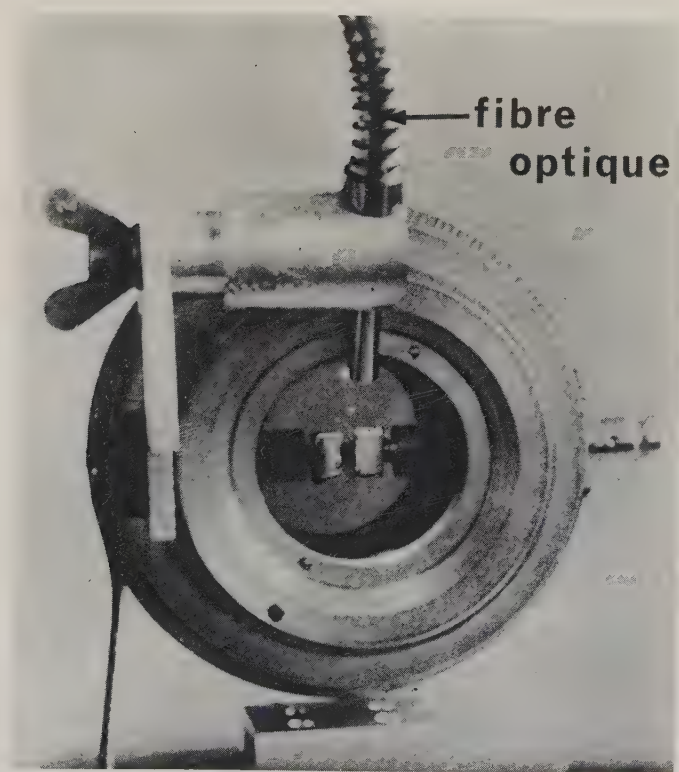


Fig 40 Porte échantillon utilisé pour l'étude du semiconducteur avec
 $C // E$ et du photoconducteur

IV-3-3- Partie mécanique

IV-3-3-1- Porte échantillon ($E \perp C$)

Le cristal est maintenu par pression entre deux électrodes de laiton montées sur support isolant. Pour améliorer le contact et éviter le cas échéant l'apparition d'étincelles électriques, on interpose une feuille d'indium entre le cristal et les électrodes.

IV-3-3-2- Ensemble de micromanipulation (fig 39)

Pour permettre une exploration spatiale des modes acoustiques dans le cristal, l'échantillon doit se déplacer selon les mouvements suivants :

- un mouvement angulaire horizontal pour sélectionner la fréquence et la direction de propagation des modes acoustiques se trouvant dans le plan horizontal perpendiculaire à $\vec{C}$.

- un mouvement linéaire horizontal dans le sens du champ électrique de façon à suivre l'évolution de l'amplification acoustoélectrique dans le trajet cathode-anode.

- un deuxième mouvement linéaire horizontal pour effectuer le centrage de l'échantillon par rapport à l'axe de la tête tournante.

- enfin un mouvement de translation vertical pour tester l'homogénéité du domaine dans un plan perpendiculaire à la direction du champ électrique.

Remarque :

Pour les échantillons avec $\vec{C} \parallel \vec{E}$ le porte échantillon utilisé est le même que pour les photoconducteurs (§ IV-4-2-1).

IV-3-3-3- Photomultiplicateur de détection

Nous avons ajouté au mouvement angulaire horizontal de la platine goniométrique un mouvement angulaire azimutal du PM qui permet une exploration complète des modes acoustiques hors axe.

Le photomultiplicateur est enfermé dans une boîte étanche à la lumière munie des accessoires suivants :

- un obturateur à guillotine,
- une fente à largeur réglable munie d'un diaphragme amovible,
- un porte filtre avec filtre interférentiel à bande passante étroite (30 Å) accordé sur la longueur d'onde du laser pour améliorer le rapport signal sur bruit. Ce dispositif est utile pour l'étude du CdS semiconducteur et pour celle du photoconducteur car il atténue très fortement la lumière produite par les étincelles au niveau des contacts, et celle due à la radiation photoexcitatrice,
- un analyseur orientable croisé avec le polariseur qui élimine la lumière parasite non diffusée par effet Brillouin.

IV-3-4- Partie électrique et électronique

IV-3-4-1- Montage électrique du photomultiplicateur

Le photomultiplicateur RTC XP 1117 a été choisi pour sa courbe de réponse spectrale s'étendant de 3000 à 8000 Å, sa grande dynamique d'entrée et son faible bruit. Il est polarisé sous 1600 V par une alimentation stabilisée type CRC ALS 349.

Le câblage anode à la masse évite la présence d'une capacité d'isolement dans le circuit de mesure et permet d'obtenir une bonne réponse en impulsion. Le temps de descente (après une impulsion de lumière) varie avec la résistance de charge R de quelques dixièmes de μs sur 1 K Ω à une dizaine de μs sur 100 K Ω . On peut ainsi adopter la valeur optimale suivant la durée du signal Brillouin qui est de l'ordre de 0,5 μs . Pour les fortes valeurs du produit RC le PM se comporte, dans une certaine mesure, comme une mémoire dont le temps de stockage serait proportionnel à R.

IV-3-4-2- Générateur d'impulsions THT

Les faibles résistances de nos échantillons semiconducteurs (10 à 100 Ω) nous ont conduits à réaliser un générateur d'impulsions THT à partir de thyristors de puissance Général Electric.

Ces derniers possèdent entre autres les caractéristiques suivantes :

- tension de claquage supérieure à 1300 V,
- temps de commutation $\approx 0,3 \mu s$,
- courant moyen de fonctionnement : 110 A
- $\frac{dI}{dt}$: 800 A/ μs .

Le schéma de principe est représenté à la figure 44. On peut ainsi obtenir des impulsions de tension de 0 à 1000 V sur des échantillons de quelques ohms ; dans ce cas le palier de tension est constant à mieux que 5 % sur 10 μs et les temps de montée et de descente sont respectivement de 0,3 et 0,5 μs .

Le générateur THT est déclenché par deux générateurs d'impulsions basse tension Tekelec type TE 08 et TE 09 ; la commande peut être soit manuelle, soit répétitive (récurrence 1 Hz environ).

L'alimentation stabilisée THT est une Hewlett-Packard type 6522 A.

Le courant dans l'échantillon, mesuré sur une résistance en série de $0,63\Omega$, est visualisé de façon permanente sur un oscilloscope à écran rémanent pour contrôler l'obtention du palier de saturation.

IV-3-4-3- Ensemble de détection

Dans une première étape nous nous sommes limités à la visualisation des pics Brillouin sur un oscilloscope à écran rémanent. Rappelons que ces pics ont un caractère transitoire et que leur durée est égale à celle de passage du domaine acoustique devant le spot laser soit 0,5 μs . Cette méthode s'est rapidement avérée imprécise, longue et fastidieuse ; en effet, la reproductibilité en intensité des pics Brillouin n'est que de l'ordre de 30 % et le nombre de pointés à effectuer pour l'étude des divers modes en divers points d'un échantillon est considérable. Nous avons donc été conduits à réaliser un détecteur de crête sommateur qui effectue une moyenne sur 2 à 10 impulsions et permet un enregistrement direct sur table traçante X-Y.

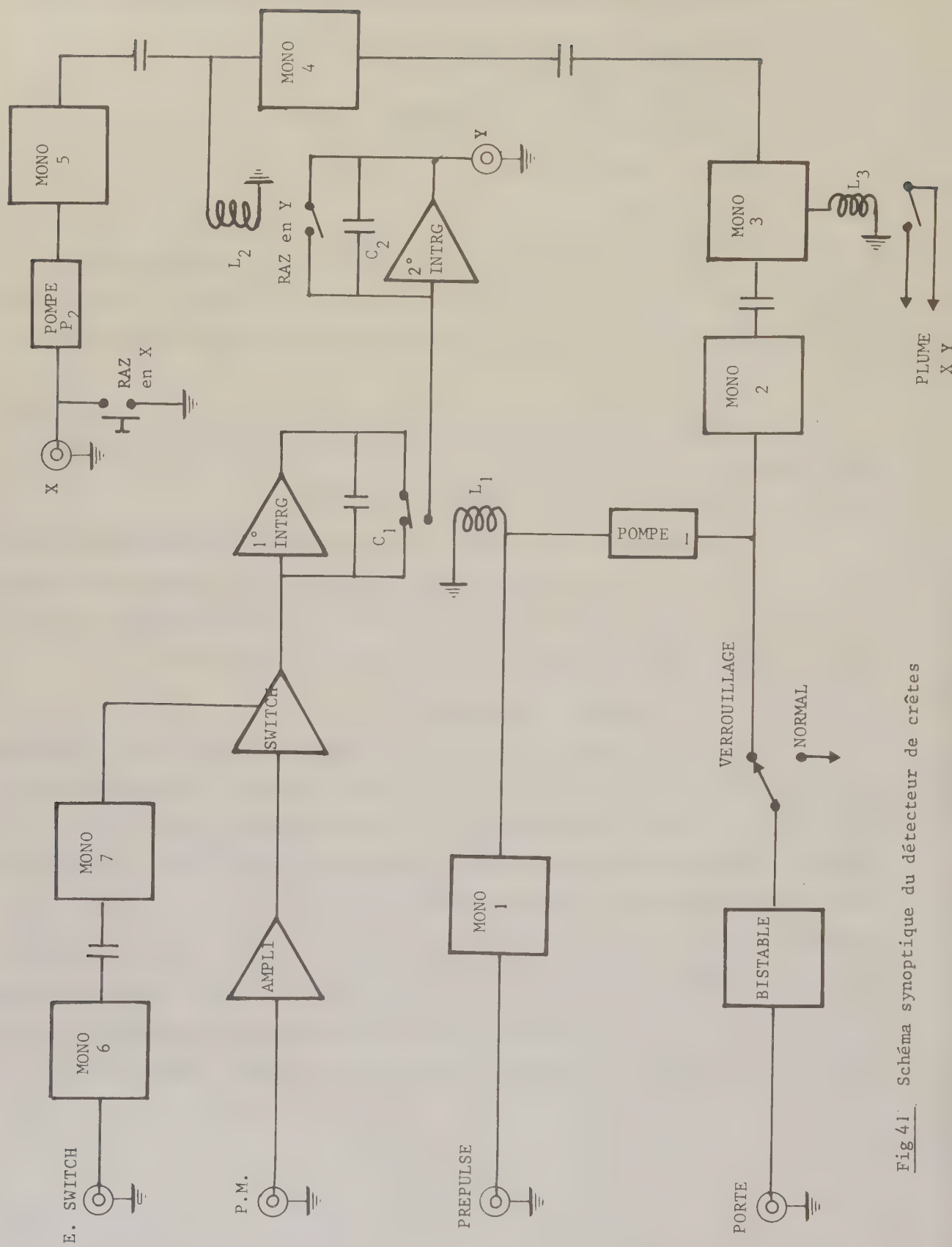


Fig 41. Schéma synoptique du détecteur de crêtes

A) Principe de fonctionnement (fig 41)

Un échantillonneur permet de sélectionner dans le temps le pic utile d'effet Brillouin et d'éliminer les signaux parasites dus par exemple aux ondes acoustiques réfléchies ou à la lumière parasite périodique causée par la modulation du faisceau laser (cas des échantillons photoconducteurs). Un système d'asservissement synchronise les différents éléments de l'ensemble et pilote la table traçante.

B) Description générale (fig 41)

1°) Caractéristiques des signaux de sortie du photomultiplicateur :

- minimum de signal détectable : 1 mV sur 100 K Ω de charge,
- dynamique : 70 dB,
- largeur des impulsions électriques : 4 μ s à 3 dB sur 100 K Ω ,
- fréquence de récurrence : 1 Hz environ.

2°) La chaîne de détection comprend :

- un amplificateur à gain ajustable permettant de couvrir les 70 dB de dynamique du P.M.
- une porte électronique qui sélectionne le signal à mesurer,
- un premier intégrateur à faible constante de temps ($R C \approx 100$ ns) associé à la porte électronique qui permet de mettre en mémoire pendant 50 ms le signal du photomultiplicateur,
- un deuxième intégrateur à forte constante de temps ($R C \approx 10$ s) qui peut effectuer la moyenne de 2 à 12 opérations précédentes et qui est relié, soit directement à l'entrée Y de l'enregistreur, soit à celle d'un voltmètre logarithmique.

Cet ensemble peut stocker une information pendant 10 minutes sans altération notable.

3°) Asservissement

La plume de l'enregistreur X-Y revient à zéro à la fin de chaque cycle de mesures par effacement des mémoires. Entre 2 mesures elle se déplace horizontalement d'une quantité présélectionnée et l'écriture ne doit avoir lieu que lorsque le sommateur fournit l'information.

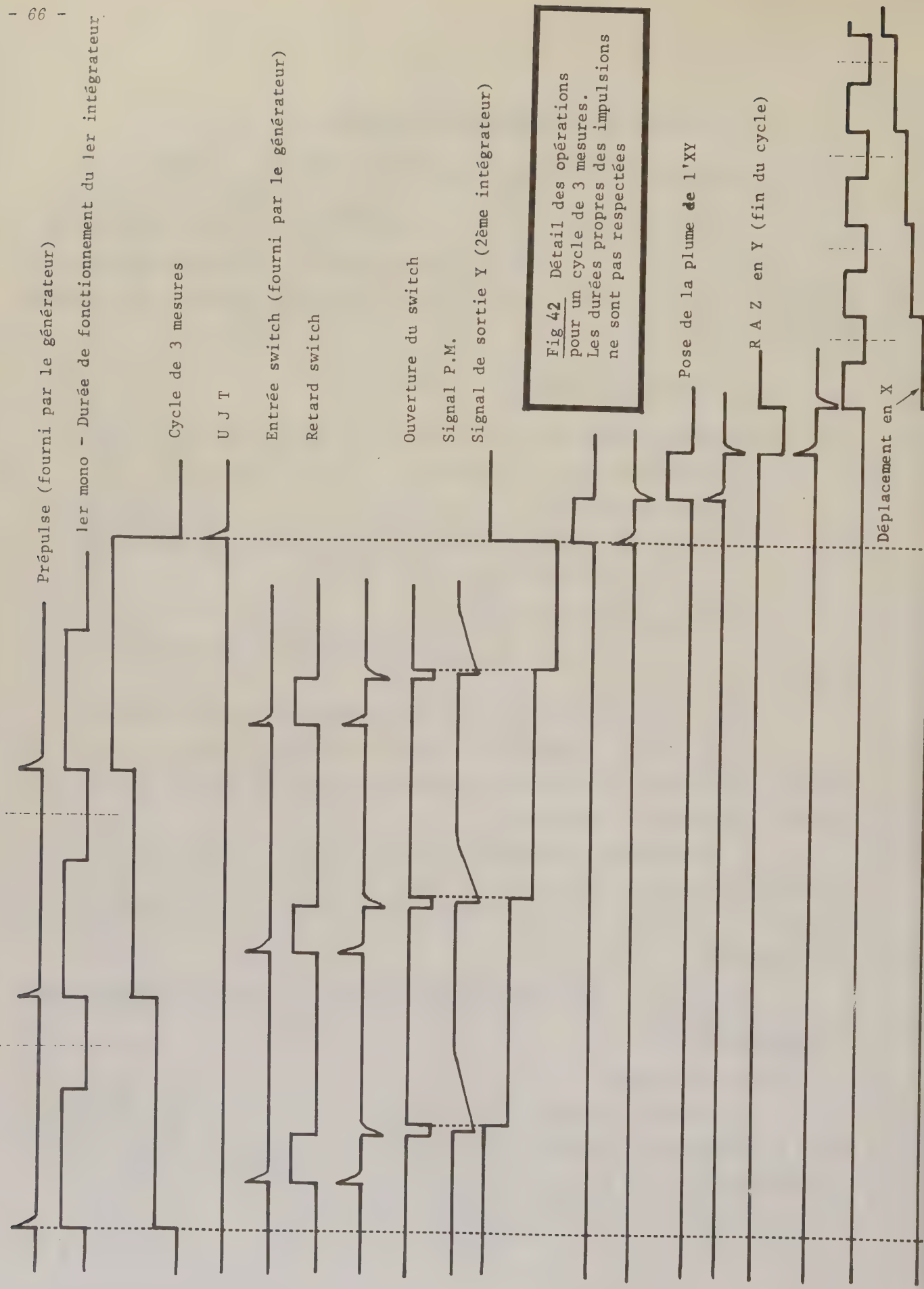


Fig 42 Détail des opérations pour un cycle de 3 mesures. Les durées propres des impulsions ne sont pas respectées

La commande de la plume doit donc être asservie au détecteur ce qui est fait par un ensemble de circuits logiques.

C) Déroulement des opérations (fig 41 et 42)

Supposons qu'initialement tout le contenu des mémoires ait été effacé. Le générateur Tekelec qui déclenche l'impulsion THT possède deux sorties de synchronisation :

- l'une synchrone avec l'impulsion THT
- l'autre en avance.

Cette dernière arrive sur l'entrée "prépulse" de notre détecteur et fait basculer le relais L_1 qui met en oeuvre la capacité C_1 du premier intégrateur. L'ensemble est alors prêt à enregistrer l'impulsion du P.M.

La pompe P_1 met en mémoire cette préimpulsion et permet d'afficher le nombre de coups sur lequel s'effectue la sommation.

L'impulsion synchrone déclenche l'étage THT et arrive sur l'entrée "switch". Le switch s'ouvre pendant la durée du signal Brillouin et le PM charge la capacité C_1 du premier intégrateur à la valeur de crête. L'ouverture du relais L_1 permet le transfert de l'information du premier intégrateur au deuxième qui la met en mémoire.

L'opération se reproduit identiquement à elle-même et la capacité C_2 de l'intégrateur fait la somme des signaux produits par les n impulsions d'effet Brillouin. La pompe P_1 accomplit la même fonction sur les impulsions "en avance" du générateur jusqu'à atteindre le seuil fixé par le potentiomètre "nombre de mesures". Quand ce seuil est atteint, un dispositif électronique composé essentiellement de monostables commande successivement :

- l'écriture de la plume par l'intermédiaire du relais L_3 ,
- la remise à zéro du deuxième intégrateur par le relais L_2 ,
- le déplacement en abscisse de la plume par l'intermédiaire de la deuxième pompe à impulsions P_2 .

L'ensemble est alors prêt pour un nouveau cycle de mesures. Un bistable de verrouillage permet de déclencher le cycle et de le suspendre à volonté.

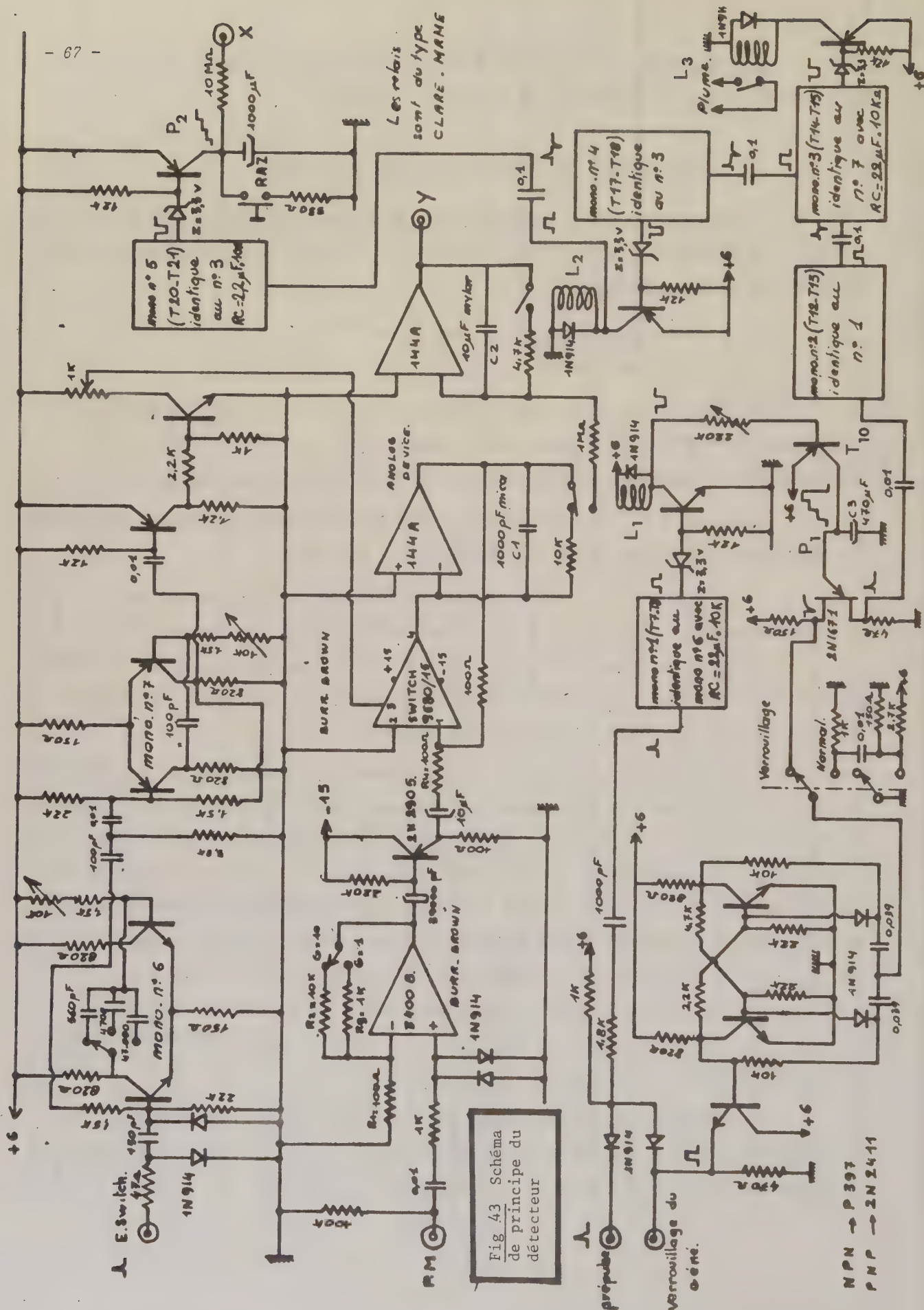


Fig 43 Schéma de principe du détecteur

NPN → P 397
PNP → 2N 2411

D) Description détaillée du montage (fig 43)

1°) Partie échantillonnage

a) l'amplificateur d'entrée

Nous utilisons un amplificateur opérationnel 3400 B de BURR-BROWN à faibles dérives et avec un produit gain bande passante de 100 MHz. Nous avons adopté le montage non inverseur pour bénéficier d'une grande impédance d'entrée (nécessaire pour avoir de larges impulsions du PM). L'entrée est protégée par un système écrêteur à diodes. Le gain de l'amplificateur est déterminé par le rapport des résistances R_2/R_1 ou R_3/R_1 , R_2 et R_3 étant ajustables, de manière à régler le gain global de l'appareil sur 1 et 10 pour un gain effectif de l'amplificateur de 10 et 100.

L'amplificateur est suivi par l'étage "switch - 1^{er} intégrateur" de faible impédance d'entrée, ce qui nécessite l'interposition d'un transistor adaptateur d'impédance monté en collecteur commun.

b) switch électronique

Il s'agit du modèle BURR-BROWN 9580/15 qui commute en 300 ns et permet au signal utile de parvenir au premier intégrateur lorsque une porte de 5 volts est appliquée sur la commande d'ouverture. Sa résistance à l'état conducteur est très faible (quelques ohms) et très forte ($> 10^{10} \Omega$) à l'état bloqué.

c) premier intégrateur

Nous utilisons un ANALOG-DEVICE 144 A possédant une forte impédance d'entrée et de faibles dérives.

Lorsque le switch est conducteur la capacité C_1 d'intégration de 1000 pf se charge avec une constante de temps de 100 ns à travers l'impédance de sortie du collecteur commun et R_4 .

Au bout de 700 ns, la capacité C_1 est chargée à la valeur de l'impulsion du PM à mieux que 99 % c'est-à-dire que, compte tenu du temps de commutation du switch, il faut que l'impulsion de commande dure au moins 1 μ s.

L'impulsion du PM doit donc présenter un palier d'une durée supérieure à $1\text{ }\mu\text{s}$. Cette condition est très largement satisfaite avec une résistance de charge de $100\text{ K}\Omega$ (§ IV-3-4-1).

Si l'amplificateur 144 A était totalement exempt de dérives, sa très forte impédance d'entrée permettrait de conserver le signal utile pendant plusieurs heures. En fait ce n'est pas le cas et il nous a fallu transférer la charge de C_1 dans une autre mémoire avant que les dérives ne soient trop importantes. Cette autre mémoire est réalisée par un second intégrateur.

d) deuxième intégrateur

Nous utilisons encore un ampli opérationnel 144 A. Il intègre la tension délivrée par le premier intégrateur pendant le temps d'ouverture du relais L_1 (50 ms). Ce temps a été choisi comme nous l'avons précisé antérieurement pour que la variation de charge due aux dérives soit négligeable.

Ce second intégrateur de constante de temps $R_5 C_2 = 10$ secondes permet également d'additionner plusieurs mesures. L'effacement de sa mémoire C_2 n'a donc lieu qu'après réalisation du nombre de mesures programmé. Le problème des dérives est moins aigu que dans le cas précédent à cause de la valeur élevée de la capacité C_2 (10 μf).

2°) Asservissement

a) commande des relais, réglage du nombre de mesures, avance en X et pose de la plume

Toutes ces commandes sont effectuées par les "impulsions avancées" du générateur Tekelec. Ces impulsions sont mises en forme par un premier monostable qui commande l'ouverture du relais L_1 . L'avance est nécessitée par le temps de réponse du relais (quelques millisecondes) qui doit être en position "travail" (C_1 décourcircuitée) quand arrive l'impulsion du PM. Le temps d'ouverture de L_1 est d'environ 50 ms ; chaque fois qu'il est actionné le résultat d'une mesure est mis en mémoire par le deuxième intégrateur.

Pour présélectionner le nombre de mesures par cycle on utilise l'impulsion de commande de L_1 pour charger la capacité C_3 à travers le collecteur du transistor T_{10} . Le potentiomètre de $220\text{ K } \Omega$ dans le circuit de base règle ce nombre de mesures. En effet, la capacité C_3 se charge à courant constant et la charge emmagasinée à chaque impulsion est proportionnelle au courant de base commandée par ce potentiomètre. Quand la tension aux bornes de C_3 atteint le seuil de déclenchement de l'UJT 2N 1671, ce dernier s'amorce et l'impulsion fournie est retardée de 50 ms par le monostable n° 2 pour permettre au deuxième intégrateur d'enregistrer la dernière mesure. Cette impulsion retardée est mise en forme par le monostable n° 3 qui actionne :

- le relais L_3 de pose de la plume (temps de pose : 200 ms),
- le monostable n° 4 (impulsion de 200 ms) qui commande, par l'intermédiaire du relais L_2 , l'effacement de la mémoire C_2 et remet la sortie Y à zéro. Enfin l'impulsion de déclenchement du relais L_2 attaque le monostable n° 5 (durée 200 ms) qui actionne la pompe P_2 et le déplacement en X de la plume.

La constante de temps de décharge de la capacité de la pompe P_2 à travers la résistance inverse du transistor en parallèle sur $10\text{ M } \Omega$ + impédance d'entrée du X-Y ($1\text{ M } \Omega$) est de l'ordre de 10^4 secondes. La remise à zéro de la commande du déplacement s'effectue manuellement par le bouton poussoir RAZ quand l'enregistrement est terminé.

b) impulsion de commande du "switch"

Cette impulsion retardée provient du générateur Tekelec et est mise en forme par deux monostables pour permettre l'échantillonnage du signal du PM à l'instant t et pendant la durée θ choisie. Le premier monostable (n° 6) donne des retards de 0,5 à 500 μs environ. Le second (n° 7) règle la largeur de l'impulsion du switch de 0,5 à 5 μs environ. Le switch est à l'état bloqué lorsque une tension de + 5 volts est appliquée sur sa commande et il devient passant quand cette tension s'annule.

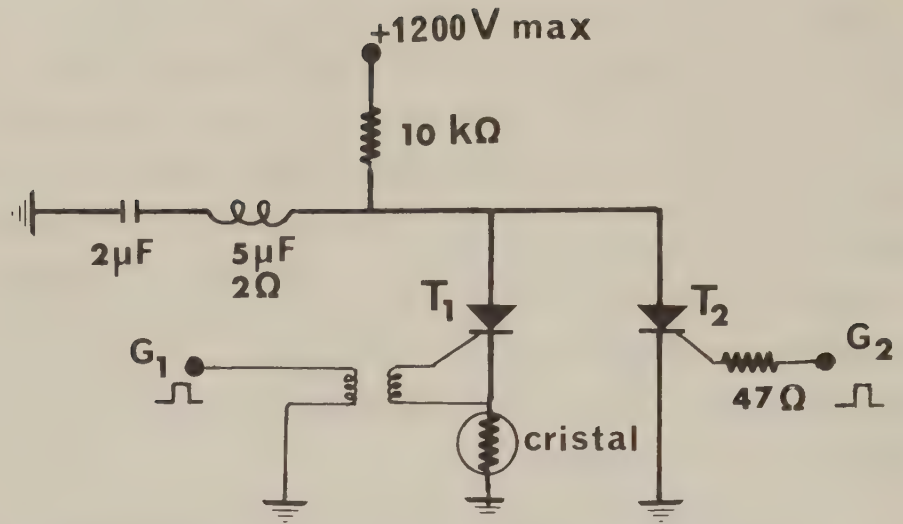


Fig 44 Générateur THT d'impulsions à thyristors
pour les échantillons semiconducteurs

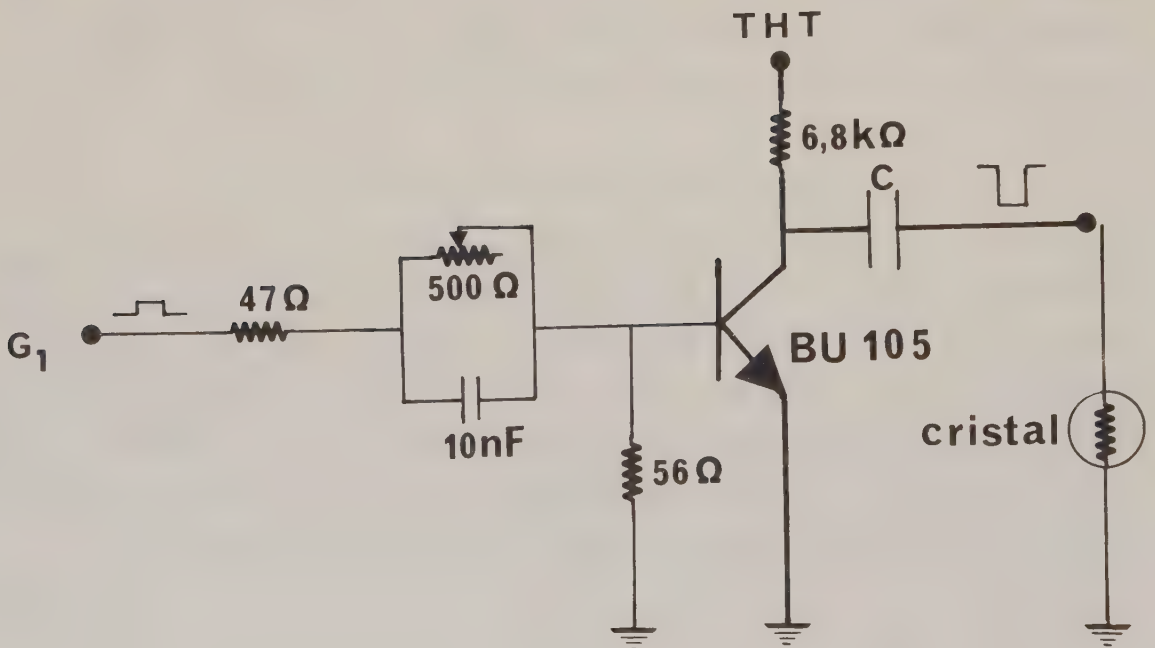


Fig 45 Générateur THT d'impulsions à transistor
pour les échantillons photoconducteurs

c) bistable de verrouillage

Ce dispositif sert à démarrer et à terminer une série de mesures. Il joue le rôle de "cerveau" pour le détecteur. En effet, il maintient une tension continue de 3 volts sur l'entrée "porte synchrone" du générateur quand l'interrupteur est sur la position "normal" et commande ainsi toutes les impulsions nécessaires à la marche du système. Sur la position "verrouillage" l'impulsion négative correspondant à la fin d'un cycle de mesures est recueillie sur la base B2 du transistor unijonction et fait basculer le bistable ; la tension de porte tombe alors à zéro et paralyse l'asservissement du détecteur.

En fait, la préimpulsion fournie par le générateur Tékelec n'est pas soumise à l'action de la porte, il a donc fallu réaliser une porte à diodes pour assurer cette fonction.

IV - 4 - Modification du dispositif expérimental pour l'étude du CdS photoconducteur

IV-4-1- Générateur d'impulsions THT

Compte tenu de la forte résistivité des échantillons (de l'ordre de 10^6 à $10^4 \Omega \text{ cm}$) il n'est plus nécessaire de recourir à des thyristors pour produire l'impulsion très haute tension, et nous avons utilisé un simple transistor à forte tension d'avalanche monté en commutation type BU 105 (fig 45).

IV-4-2- Partie optique

IV-4-2-1- Modification du porte échantillon pour l'étude des modes hors axe dans le plan $(\vec{C}, \vec{E})$

Pour étudier ces modes, il nous a fallu concevoir un porte échantillon possédant en plus un mouvement de rotation autour de son axe horizontal (fig 40). Nous avons d'autre part rendu le polariseur et l'analyseur solidaire des lignes neutres du cristal. La sensibilité de la détection est améliorée car la rotation du cristal n'altère plus l'état de polarisation de la lumière incidente.

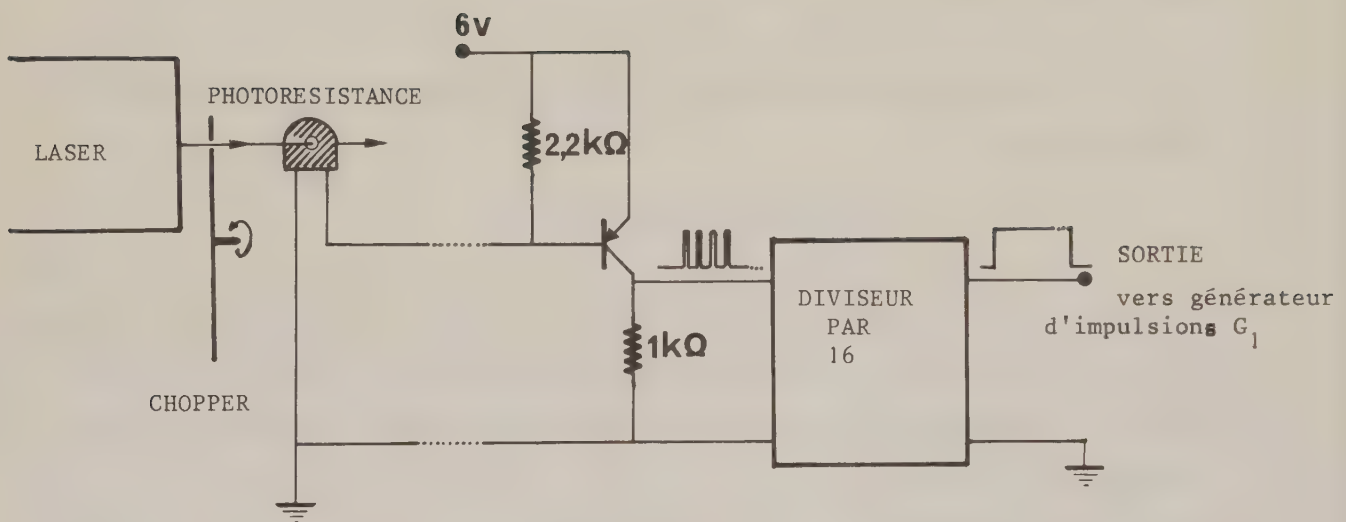


Fig 46 Synchronisation de l'impulsion de tension THT
sur l'éclair du laser

En effet, dans le cas où les lignes neutres du cristal tournent par rapport à l'ensemble polariseur analyseur croisés, la polarisation de la lumière incidente devient elliptique et le grand axe de l'ellipse n'est plus à 90° de l'analyseur. Dans ces conditions, le PM reçoit un signal important en l'absence d'effet Brillouin et le rapport signal sur bruit est considérablement altéré.

IV-4-2-2- Lumière photoexcitatrice

Les échantillons photoconducteurs utilisés ont une conductivité d'obscurité inférieure à $10^{-8} (\Omega \text{ cm})^{-1}$, un rapport de photoconductivité de l'ordre de 10^6 à 10^7 et des mobilités d'entraînement de l'ordre de 150 à $250 \text{ cm}^2 (\text{Vs})^{-1}$.

Le processus de photoexcitation exige un rayonnement tel que $h\nu > E_g$. La photoexcitation est produite à partir d'une lampe à iode de 250 W par l'intermédiaire d'une fibre optique Fort (fig 40). L'intensité lumineuse se règle par l'intermédiaire d'un autotransformateur agissant sur le débit de la lampe. La polarisation de la lumière est croisée par rapport à l'analyseur pour ne pas saturer le photomultiplicateur.

En fait, les cristaux utilisés sont très fortement dopés et il existe une assez grande densité d'états dans la bande interdite. Ces niveaux profonds sont excités par la lumière du laser bien que la longueur d'onde $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ soit telle que $h\nu < E_g$ et cette photoconductivité supplémentaire gêne les mesures en créant une perturbation locale de la conductivité.

Pour pallier cet inconvénient nous avons joué sur la constante de temps de la photoconductivité qui est de l'ordre de 10^{-1} seconde pour $\lambda = 6328 \text{ \AA}$. On élimine donc cette photoconductivité parasite en hachant le faisceau laser de manière à obtenir des éclairs de durée inférieure à 1 ms .

Le phénomène de diffraction Brillouin ne se produisant que lorsque le cristal reçoit une impulsion de tension, il faut synchroniser les impulsions THT et les éclairs du laser.

Le dispositif de synchronisation est schématisé sur la figure 46 et fonctionne sur le principe suivant : une photorésistance est excitée par l'éclair laser et commande l'entrée d'un transistor qui à son tour déclenche le générateur d'impulsions. Il faut d'ailleurs intercaler un diviseur numérique car la fréquence de récurrence des éclairs (10 Hz environ) est trop importante et entraînerait une évolution rapide des caractéristiques du cristal. En pratique, l'impulsion de tension THT est déclenchée tous les 16 éclairs, c'est-à-dire à une fréquence de 0,6 Hz.

IV-4-3- Détection

Dans le cas du CdS semiconducteur le domaine de haut champ est un domaine étroit et le signal Brillouin est un signal transitoire commandé par le défilement du domaine devant le spot laser. Au contraire, dans le photoconducteur le domaine est stationnaire (§ chap. VI) et la durée du signal Brillouin est pratiquement égale à la durée de l'impulsion THT. L'évolution de la forme de ce signal en fonction du temps donne des renseignements sur la structure et l'évolution du domaine. La présence d'un détecteur de crête, utile dans le cas du semiconducteur, est donc nuisible ici puisqu'elle efface les informations sur cette évolution.

Toutefois l'expérience montre que la reproductibilité des pics Brillouin d'une impulsion à l'autre est bien meilleure que dans le cas du CdS semiconducteur et qu'il n'est plus indispensable d'effectuer des moyennes. La détection est donc extrêmement simplifiée, puisque le photomultiplicateur attaque directement un oscilloscope à écran rémanant.

IV - 5 - Mesures préliminaires

IV-5-1- Mesure de l'indice de réfraction du CdS

La valeur moyenne de l'indice de réfraction pour une longueur d'onde de $0,6 \mu$ se situe autour de $2,4^{(77)}$ mais dépend des conditions de fabrication des cristaux.

Nous avons donc préféré mesurer cet indice sur les différents échantillons utilisés. La méthode adoptée est celle de l'indice Brewstérienne facile à mettre en oeuvre avec notre montage optique.

Pour les échantillons semiconducteurs nous avons trouvé :

$$n = 2,42 \pm 0,02.$$

La faible sensibilité de la méthode n'a pas permis de mesurer directement l'anisotropie naturelle.

IV-5-2- Mesure de l'anisotropie par une méthode interférentielle

Rappelons qu'une lumière polarisée rectilignement pénétrant à 45° des lignes neutres d'une lame cristalline se transforme en une vibration elliptique d'axes A et B telle que :

$$\operatorname{tg} \phi/2 = \frac{B}{A}$$

où ϕ est le déphasage introduit par la lame.

La mesure de l'ellipticité s'effectue simplement en repérant les niveaux des maxima et des minima de lumière détectés par le PM lorsqu'on fait tourner l'analyseur.

Le principe du calcul basé sur une méthode de détermination de l'excédent fractionnaire est le suivant : nous effectuons deux mesures de déphasage ϕ_1 et ϕ_2 en faisant varier l'épaisseur apparente par rotation du cristal d'un angle β . Nous vérifions que dans le deuxième cas seul l'excédent fractionnaire a varié et l'ordre d'interférence, inconnu, s'élimine par soustraction.

$$\phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} e \Delta n + 2k\pi$$

$$\phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{e}{\cos r} \Delta n + 2k\pi$$

r est l'angle de réfraction dans le cristal,
 e l'épaisseur du cristal.

En soustrayant membre à membre ces deux relations, on obtient :

$$\Delta n = \frac{\lambda_0}{2\pi e} \frac{\phi_2 - \phi_1}{\frac{1}{\cos r} - 1}$$

Les résultats expérimentaux donnent :

$$\Delta n = 1,9 \cdot 10^{-2} \pm 0,1 \cdot 10^{-2}$$

en bon accord avec les valeurs obtenues directement par effet Brillouin.

IV - 6 - Conclusion

Outre les problèmes de mise au point du montage optique et électronique, la principale difficulté réside dans l'organisation des mesures à effectuer sur un cristal. En effet, la multiplicité des paramètres expérimentaux qui interviennent dans la diffraction Brillouin des ondes acoustiques en régime de saturation, fait que toute étude devient inextricable si on ne détermine pas à l'avance les paramètres prépondérants. Notre tâche a été grandement facilitée par l'utilisation pour les semiconducteurs du détecteur de crête qui s'est montré d'une extrême fiabilité et nous a permis de faire sur nos cristaux plusieurs centaines de milliers de mesures.

L'adjonction à la sortie du détecteur d'un voltmètre logarithmique nous a permis d'utiliser toute la dynamique du détecteur et de déterminer directement le gain acoustoélectrique par la pente des courbes représentant la variation du signal Brillouin en fonction de la distance cathode-anode.

C H A P I T R E V

EFFET BRILLOUIN DANS LE CdS SEMICONDUCTEUR

V - 1 - Introduction

Les études antérieures du domaine acoustoélectrique dans le CdS par effet Brillouin concernent le plus souvent des cristaux semiconducteurs dont la conductivité est de l'ordre de quelques dixièmes $(\Omega \text{ cm})^{-1}$ (97-102).

On se souvient en effet que la pulsation de gain maximum $\omega_M = (\omega \omega_D)^{1/2}$, pour une mobilité fixée à $200 \text{ cm}^2 (\text{Vs})^{-1}$, est de l'ordre de $\frac{8 \cdot 10^{16}}{\sqrt{\rho}}$ (ρ en $\Omega \text{ cm}$) ce qui implique une déviation angulaire $i_i + i_d$ du faisceau diffusé, en négligeant l'influence de l'anisotropie optique, donnée par :

$$\sin i_i + \sin i_d = \frac{\lambda_0}{\lambda_{ac}} = \frac{4,5}{\sqrt{\rho}}$$

Dans le cas des échantillons photoconducteurs avec $\rho \approx 10^5 \Omega \text{ cm}$ cette déviation est de l'ordre du degré et nécessite des réglages optiques particulièrement précis. D'autre part, la photorésistance du cristal est produite par une source de lumière annexe telle que $h\nu > E_g$ et la fausse diffusion qui lui est associée vient encore altérer le rapport signal sur bruit.

Rappelons en outre (§ III-3-2) que les problèmes liés à l'anisotropie optique du cristal dans la conservation des vecteurs d'onde deviennent alors prépondérants et exigent des angles d'incidence et de diffraction voisins de 90° .

Toutes ces raisons nous ont poussés à commencer notre étude par celle d'échantillons semiconducteurs et nous verrons que cette étape s'est avérée fondamentale car elle nous a permis de mettre en évidence la liaison entre la reconversion en fréquence et la reconversion angulaire du flux acoustique qui se manifeste aussi dans le CdS photoconducteur. L'originalité de cette étude réside dans le fait qu'elle concerne l'ensemble des modes acoustiques alors que les auteurs qui nous avaient précédés ne s'étaient intéressés qu'au cas des modes axiaux.

V - 2 - Saturation du courant dans le CdS semiconducteur

Le CdS constitue un matériau de choix pour l'étude de l'amplification acoustoélectrique en raison de son fort coefficient de couplage $K^2 \approx 35 \times 10^{-3}$ contre 1 à $5 \cdot 10^{-3}$ pour les semiconducteurs III-V type GaAs, GaSb, ou InSb.

A ce titre, il a été l'objet de très nombreuses études dans la période 1962 à 1967. Deux hypothèses ont été avancées pour la production d'un domaine de haut champ électrique entraînant une saturation de courant.

W.H. HAYDL et Co⁽⁷⁸⁾ qui s'appuyaient sur les travaux de B.K.RIDLEY⁽⁷⁹⁾ ont montré que la formation du domaine serait due à l'apparition en un point du cristal d'une conductivité différentielle négative.

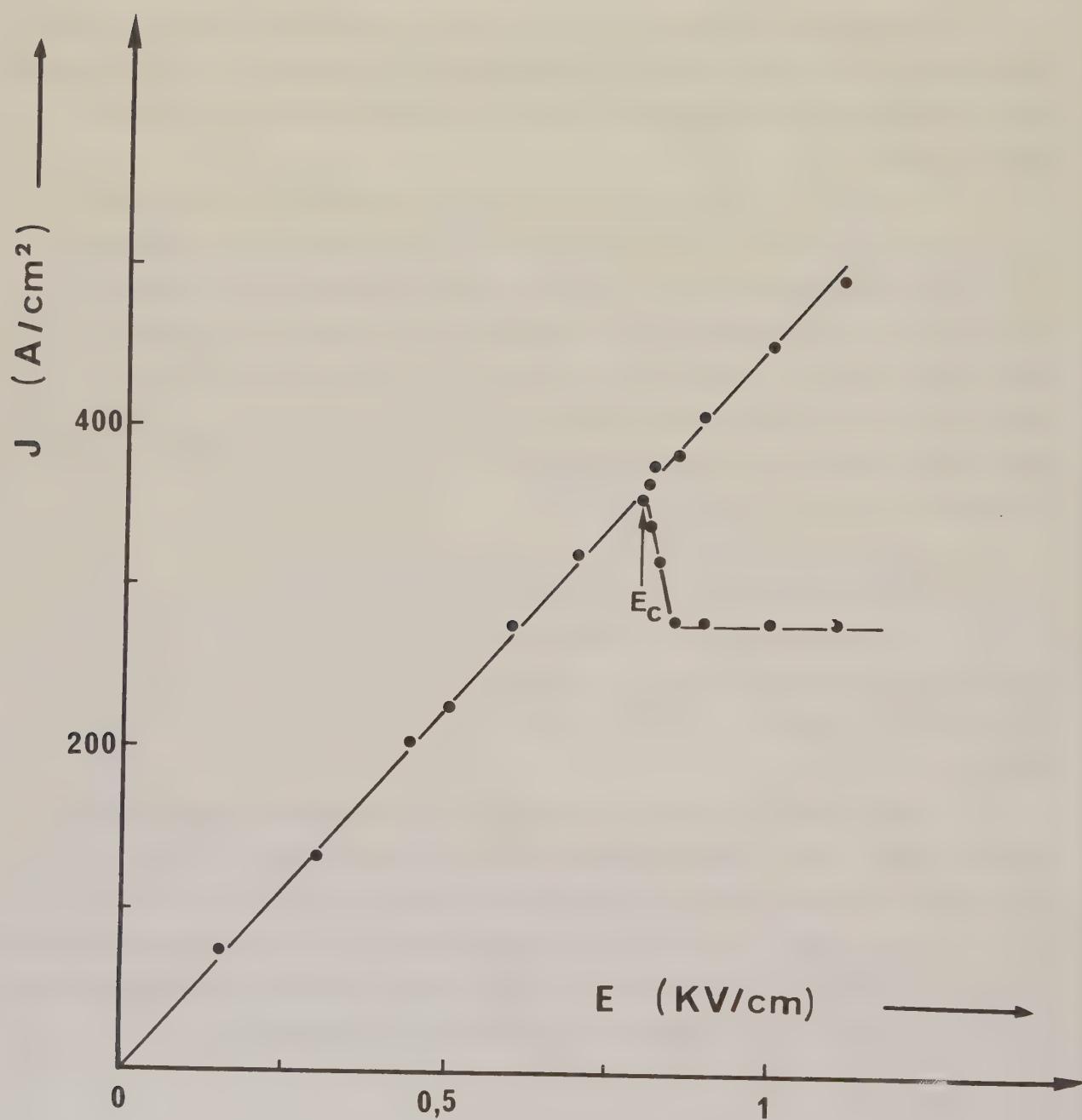


Fig 47 Cristal C. Caractéristique Courant - tension
pour deux temps d'échantillonnage

R. BRAY⁽⁸⁰⁾, qui a plus particulièrement étudié le cas des composés III-V, attribue cette conductivité différentielle négative à une diminution de la mobilité des porteurs.

Selon A.R. MOORE⁽⁸¹⁾, puis B.W. HAKKI et R.W. DIXON⁽⁸²⁾, la diminution de conductivité serait due au piégeage d'une fraction importante des porteurs libres par l'onde de potentiel. La fraction piégée des porteurs circulerait dans l'échantillon avec la vitesse du son v_s alors que la partie restée libre conserverait sa mobilité initiale. Cette hypothèse a été reprise récemment par T.L. LEPETRE⁽⁸³⁾ qui a pu ainsi rendre compte de l'effet d'un champ magnétique sur la saturation du courant⁽⁸⁴⁾ et qui a démontré le bien fondé de ce modèle par des mesures directes d'effet Hall⁽⁸⁵⁾ dans le domaine sur du GaAs et du GaSb. C'est ce point de vue que nous adopterons dans notre analyse.

V - 3 - Echantillons avec $\vec{E} \perp \vec{C}$

Rappelons simplement quelques résultats essentiels sur ce cas bien connu.

Les caractéristiques $I = f(V)$ de la figure 47 relevées en régime ohmique et en régime de saturation révèlent effectivement l'existence d'une pente négative. Le calcul de cette conductivité différentielle négative a été fait notamment par G. QUENTIN et J.M. THUILLIER^(86,87) et par W.H. HAYDL et Co⁽⁷⁸⁾.

Ces auteurs utilisent l'expression locale de la densité de courant $J = J_o + J_{ae}$ où J_{ae} est le courant acoustoélectrique donnée par l'expression de G. WEINREICH^(30,88);

$$J_{ae} = - 2 \mu \alpha W_o e^{2 \alpha x}$$

L'interprétation physique de ce courant acoustoélectrique est simple puisqu'il s'agit de la variation de la quantité de mouvement des électrons dans leur interaction avec l'onde acoustique.

G. QUENTIN et J.M. THUILLIER déterminent la répartition du champ dans l'échantillon et le supposant alimenté à courant constant alors que W.H. HAYDL et Co déterminent la condition d'apparition d'une conductivité différentielle négative :

$$\sigma_d = \frac{d J}{d E} ,$$

par une méthode d'approximations successives en tenant compte de la perturbation locale du champ électrique.

L'apparition de la conductivité différentielle négative entraîne selon B.K. RIDLEY⁽⁷⁹⁾ celle d'un domaine de haut champ et le processus s'accélère puisque la croissance locale du champ électrique entraîne une nouvelle croissance du gain acoustique. Le régime se stabilise quand le champ électrique local atteint une valeur de l'ordre de :

$$\frac{v_s}{\mu} \left(1 + 2 \sqrt{\frac{\omega_c}{\omega}} \right) ,$$

D

au-delà de laquelle le gain diminue avec le champ.

Ce modèle permet, avec des approximations plus ou moins poussées dans le calcul, de prévoir l'existence d'un niveau critique de l'énergie acoustique :

$$W_c = W_0 e^{2 \alpha x} .$$

L'énergie initiale W_0 est suivant les auteurs attribuée aux phonons thermiques ou à l'onde de choc.

Ces théories ne sont satisfaisantes que d'un point de vue qualitatif et de nombreux auteurs⁽⁸⁹⁻⁹⁴⁾ les ont reprises en introduisant des processus non linéaires. Il ne semble pas que ceux-ci aient apporté beaucoup de clarté à la compréhension du phénomène.

L'interprétation de A.R. MOORE⁽⁸¹⁾ donnée en 1967 et reprise par B.W. HAKKI et R.W. DIXON⁽⁸²⁾ en 1969 nous semble mériter plus d'attention que celle qui lui a été généralement portée. Il est vrai qu'à cette époque, l'intérêt suscité par l'étude des phénomènes acoustoélectriques n'était plus aussi vif.

Le modèle, implicitement contenu dans la théorie de D.L. WHITE, est le suivant : l'onde de potentiel associée à la perturbation acoustique amplifiée piège une partie de plus en plus grande de porteurs qui sont alors simplement entraînés avec la vitesse v_s . Le piégeage est quasi total quand le potentiel électroacoustique est tel que $q V_{ac} \approx k_B T$. Les porteurs piégés n'échangent plus d'énergie avec l'onde acoustique et seule la fraction libre est accélérée par le champ d'entraînement et produit une amplification.

La pulsation de gain maximum $\omega_M = \sqrt{\omega_c \omega_D} \propto \sqrt{n}$, où n est la densité de porteurs libres, doit donc décroître quand le niveau acoustique croît, c'est-à-dire quand on s'éloigne de la cathode vers l'anode. C'est effectivement ce qui a été observé par B.W. HAKKI et R.W. DIXON.

V-3-1- Mesures électriques

V-3-1-1- Détermination de la mobilité, du nombre de porteurs, et des pertes linéaires

Nous allons montrer que le modèle de B.W. HAKKI, R.W. DIXON repris par T.L. LEPETRE⁽⁹⁵⁾ permet de déterminer par la mesure des variations de $\frac{1}{\tau}$ avec E et par enregistrement du courant en fonction du temps lors du régime de saturation, les paramètres suivants :

- nombre de porteurs,
- mobilité,
- pertes acoustiques à la pulsation de gain maximum ω_{max} ,
- coefficient d'amplification et niveau du bruit thermique W_0 .

Ecrivons l'expression des densités de courant en régime ohmique et de saturation :

Soit n le nombre de porteurs libres par unité de volume, n_0 le nombre de porteurs libres dans le domaine, n_1 le nombre de porteurs piégés dans le domaine par l'onde acoustique, E le champ appliqué, E_d le champ dans le domaine et E_{ext} le champ à l'extérieur du domaine ;

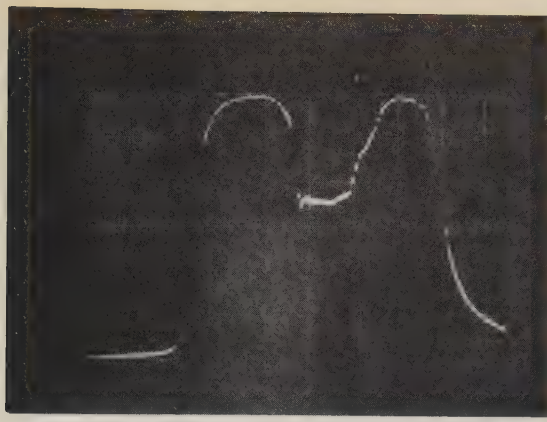


Fig 48 Cristal C. Allure de la caractéristique $I(t)$

$E = 840 \text{ v/cm}$, échelle verticale $3,3 \text{ A/cm}$, balayage $0,5 \mu\text{s/cm}$

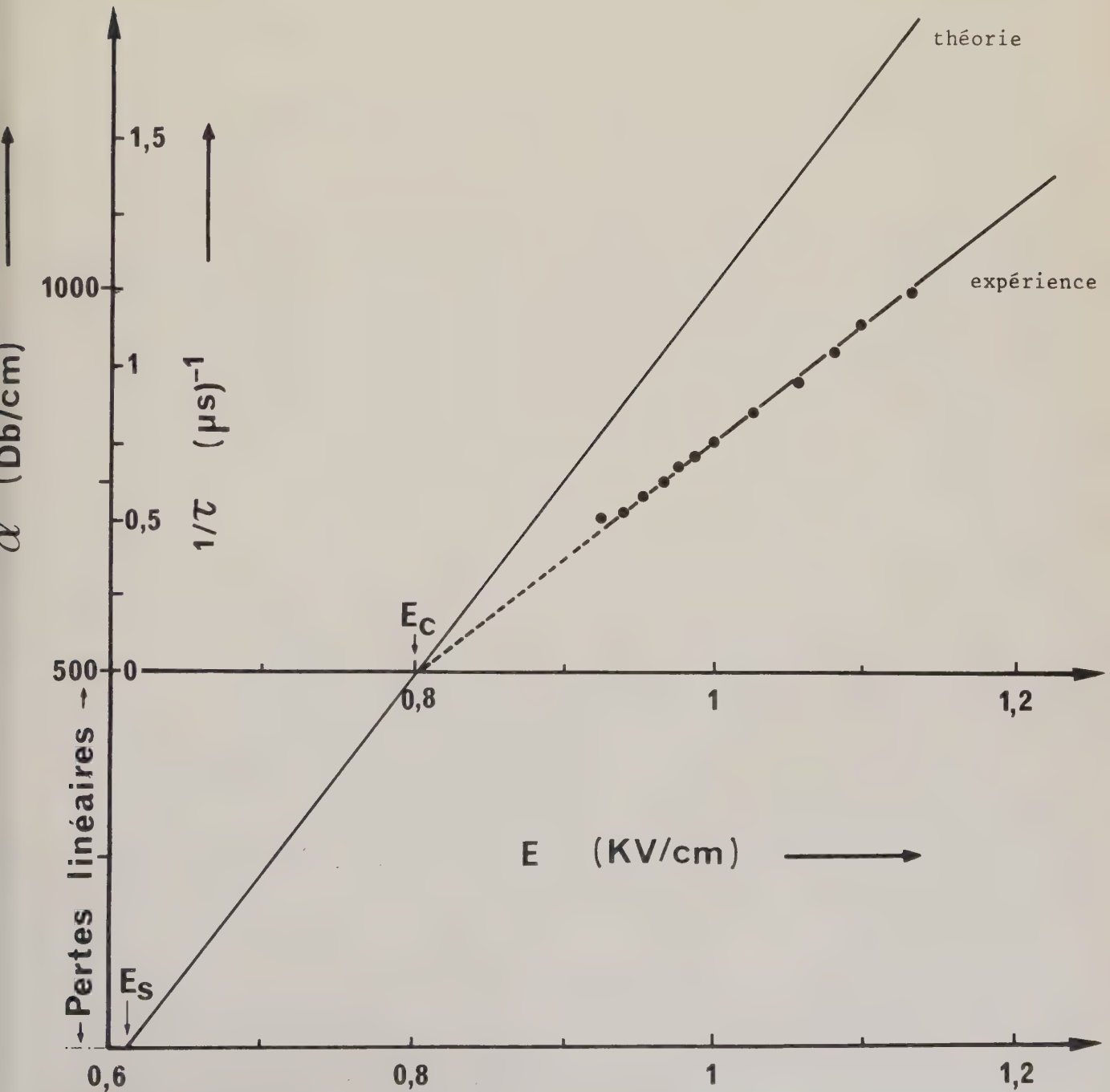


Fig 49 Cristal C. Variations expérimentales de $1/\tau$ et théoriques correspondantes de α en fonction du champ électrique, en faisant figurer les pertes acoustiques linéaires.

Les densités de courant avant et après saturation ont pour expression :

$$I_{\Omega} = (n_0 + n_1) q \mu E \quad (V - 1)$$

$$I_{sat} = n_1 q v_s + n_0 q \mu E_d = (n_0 + n_1) q \mu E_{ext} \quad (V - 2)$$

La tension appliquée étant constante pendant la durée de l'impulsion, nous avons en plus la relation :

$$V = E \cdot L = E_{ext} (L - \ell_d) + E_d \ell_d \quad (V - 3)$$

où L est la longueur de l'échantillon et ℓ_d la largeur du domaine.

La fraction libre n_0 dans le domaine est déterminée par effet Brillouin en mesurant la fréquence optimale $f_M \propto \sqrt{n_0}$. On trouve $n_0/n \approx 1\%$.

Le champ E_d et la longueur ℓ_d sont déterminés par des sondes de potentiel. Avec E_d de l'ordre de 10 K V cm^{-1} , on en déduit que la contribution du terme en $q \mu n_0 E_d$ (relation V-2) est faible (de l'ordre du dixième) devant le terme en $n_1 q v_s$, ce qui signifie que la quasi totalité des porteurs est piégée.

Les équations V-1 et V-2 deviennent alors :

$$I_{\Omega} = n_1 q \mu E \quad (V - 4)$$

$$I_{sat} = n_1 q v_s \quad (V - 5)$$

dont le rapport I_{Ω} / I_{sat} donne la mobilité μ .

Nous avons donc obtenu, par exemple pour le cristal C (fig 48), une mobilité de $290 \text{ cm}^2 (\text{Vs})^{-1}$ et un nombre de porteurs de 10^{16} cm^{-3} ce qui donne une conductivité de $0,46 (\Omega \text{ cm})^{-1}$.

Connaissant la conductivité, nous pouvons calculer la fréquence la plus amplifiée avant formation du domaine et le champ de seuil $E_s = v_s / \mu$.

Nous avons obtenu respectivement :

$$f_{\max} = 7,9 \text{ GHz}$$

et $E_s = 610 \text{ V/cm.}$

Nous allons à présent montrer que l'on peut calculer les pertes acoustiques et le niveau du bruit thermique. Sur la figure 49 sont représentées simultanément les variations de $1/\tau$ expérimental et de α théorique donné par la formule de White avec les mêmes valeurs de la mobilité et de la conductivité. La croissance linéaire de α s'explique simplement en considérant l'expression de White pour $\omega = \sqrt{\omega_c \omega_D}$:

$$\alpha = - \frac{K^2}{2 v_s} \omega_c \frac{\gamma}{\gamma + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D}} \quad (V - 6)$$

$\frac{\omega_c}{\omega_D}$ étant de l'ordre de 100, ce rapport est très supérieur à γ^2 (qui est de l'ordre de 1) si bien qu'on peut négliger au dénominateur γ^2 devant $\frac{\omega_c}{\omega_D}$, et que :

$$\alpha \approx - \frac{K^2}{8 v_s} \omega_D \left(1 - \frac{\mu E}{v_s} \right) \quad (V - 7)$$

Si l'on tient compte d'autre part de l'atténuation du réseau α_p , le gain net α_{net} devient :

$$\alpha_{\text{net}} = - \frac{K^2}{8 v_s} \omega_D \left(1 - \frac{\mu E}{v_s} \right) - \alpha_p \quad (V - 8)$$

Le temps d'incubation τ est tel que :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\alpha_{\text{net}} v_s}{c t e} \quad (V - 9)$$

La détermination des pertes linéaires à partir des courbes de la figure 49 se fait comme suit : l'extrapolation de $1/\tau$ sur l'axe des champs électriques donne la valeur E_c pour laquelle le temps d'incubation devient infini, c'est-à-dire la valeur du champ qui produit un gain électronique α qui compense exactement les pertes linéaires du cristal.

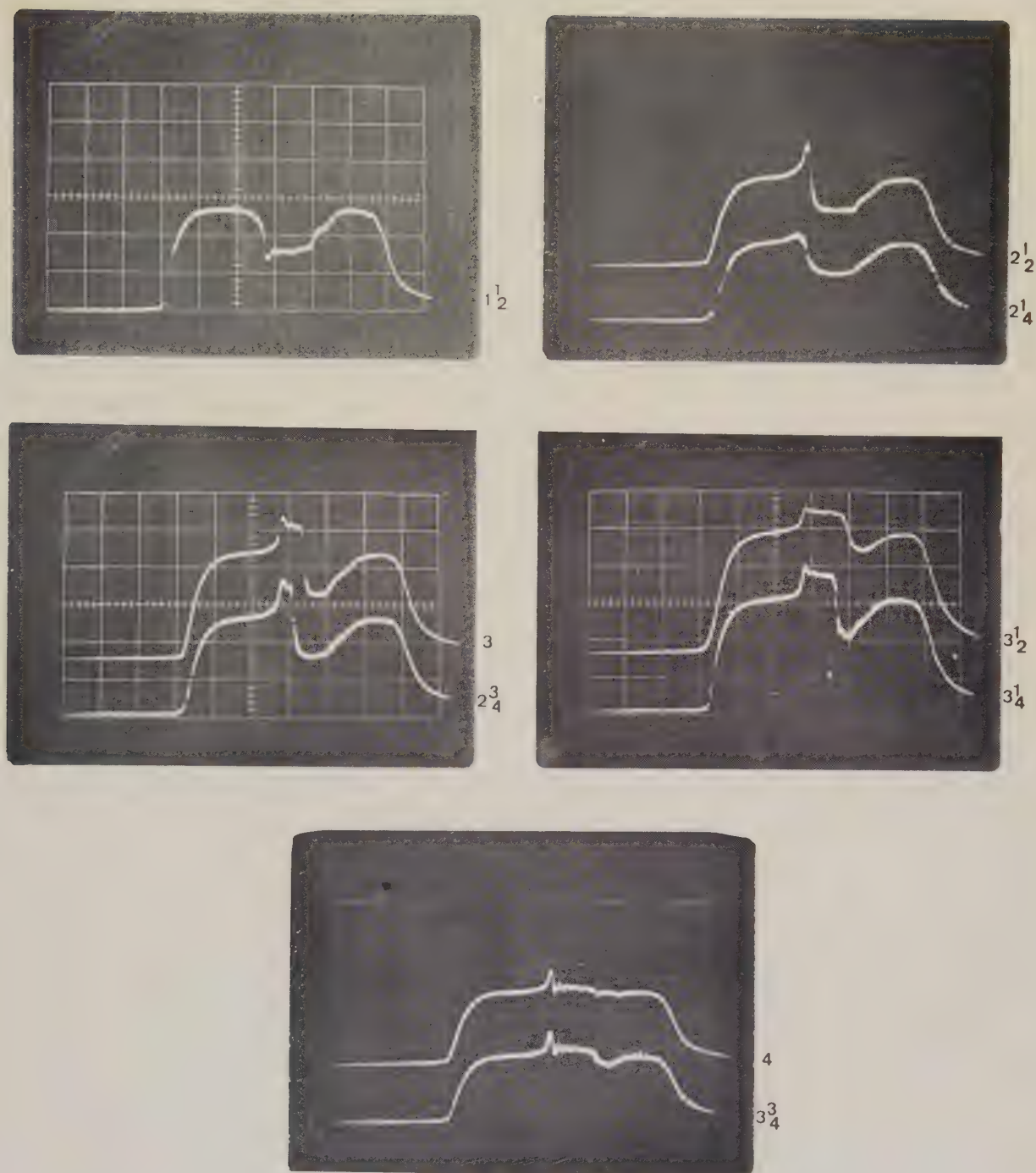


Fig 50 Cristal C. Relevé du potentiel le long de l'échantillon.

Les chiffres situés à droite des photographies désignent les différentes positions de la sonde de tungstène par rapport à la cathode en mm. L'anode est à 4,2 mm.

Echelle verticale 100 V/cm excepté la 1ère (50 V/cm) et la dernière photo (200 V/cm)
 Echelle horizontale 0,5 μ s/cm.

Ce champ critique constitue le seuil expérimental de saturation. Mathématiquement cette condition correspond à $\alpha_{\text{net}} = 0$ c'est-à-dire à :

$$\alpha_p = - \frac{k^2}{8 \frac{v_s}{v_s}} \omega_D \left(1 - \frac{\mu E_c}{v_s} \right) \quad (V - 10)$$

Expérimentalement nous avons trouvé $\alpha_p \approx 500$ dB/cm à 7,9 GHz, ce qui est en bon accord avec les résultats extrapolés de J. ZUCKER et Co⁽³⁴⁾ qui donnent 400 dB/cm à 8 GHz.

Nous pouvons ainsi déterminer le rapport de l'énergie acoustique critique correspondant à l'amorce de saturation, W_c , à l'énergie initiale W_0 par :

$$W_c = W_0 e^{2(\alpha - \alpha_p) \tau}$$

L'expérience donne $2(\alpha - \alpha_p) \tau = 25$, c'est-à-dire :

$$\frac{W_c}{W_0} = e^{25} \approx 7 \cdot 10^{10}$$

Si nous admettons avec V.L. GUREVITCH⁽⁹⁶⁾ que le piégeage se produit quand le potentiel associé à l'onde est tel que $q V_{ac} \approx k_B T$ nous en déduisons que le niveau initial V_0 est $7 \cdot 10^{10}$ fois plus faible donc de l'ordre de $10^{-11} k_B T/q$.

V-3-1-2- Mesure du champ dans le domaine

Nous avons mesuré le champ dans le domaine et sa largeur au moyen d'une sonde effilée (à 10 μ) de tungstène. Sur la figure 50 sont reportées les variations de tension en fonction du temps en différents points du cristal. On distingue deux types de comportement selon la position de la sonde.

- Si la sonde est située près de la cathode (sur la photo : position inférieure à 2,25 mm), elle ne "voit jamais passer" le domaine. La tension chute après un temps τ car le domaine se forme en aval de la sonde.

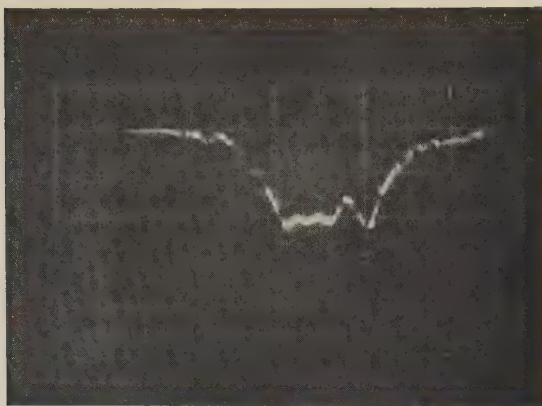


Fig 51 Cristal C. Détermination de la largeur du domaine par
effet Brillouin.

Balayage 50 ns/cm

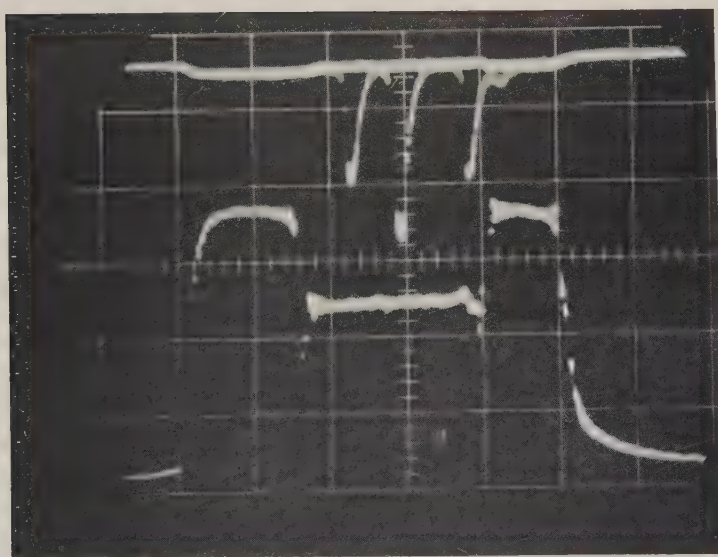


Fig 52 Cristal D. Allure des pics Brillouin pour différentes positions
du spot laser sur le cristal.

- Si la sonde est plus éloignée de la cathode, elle voit passer le domaine (position : supérieure à 2,25 mm), c'est-à-dire que l'on observe trois comportements successifs : tout d'abord une réponse ohmique comme précédemment, puis une augmentation de tension mettant en évidence la formation du domaine en amont de la sonde et enfin le passage amont-aval caractérisé par une chute très brusque de la tension.

De cette variation nous pouvons déduire la valeur du champ électrique et la largeur du domaine. Nous trouvons :

$$E_d \approx 10 \text{ K V/cm} \pm 2 \text{ K V/cm et } \ell_d = 150 \mu \pm 30 \mu$$

Ces valeurs sont en accord avec celles publiées par de nombreux auteurs. Signalons toutefois que W.H. HAYDL et Co⁽⁷⁸⁾ obtiennent des champs de l'ordre de 30 K V/cm.

Nous avons pu retrouver par effet Brillouin ces largeurs de domaine (fig 51) mais le diamètre du spot laser étant du même ordre de grandeur que celui du domaine, la largeur du pic obtenu représente environ 3 fois la quantité $\frac{\ell_d}{v_s}$.

V-3-2- Etude optique

V-3-2-1- *Introduction*

La première expérience de diffraction Brillouin par des ondes acoustiques en régime de saturation du courant dans le CdS semiconducteur a été réalisée par J. ZUCKER, S. ZEMON⁽⁹⁷⁾ en 1966. Cette technique d'investigation, nouvelle à l'époque, s'est très rapidement développée après 1969 (98-102). D'une manière générale, tous les auteurs s'en tiennent à une étude qualitative des phénomènes mettant surtout en évidence d'une part une fréquence moyenne détectée qui est environ le dixième de la fréquence maximale prévue par la théorie de WHITE^(97,100,101,103,104), d'autre part un glissement en fréquence au fur et à mesure de la propagation du domaine^(99,100). Deux interprétations différentes en ont été données :

a) la première proposée par S. ZEMON et Co⁽¹⁰⁵⁾ en 1968, qui fait suite aux travaux de A.R. HUTSON⁽²²⁾ et N.S. SHIREN⁽¹⁰⁶⁾ sur Mg O, fait appel à un processus d'amplification paramétrique par interaction non linéaire. Cette interaction non linéaire entre deux ondes 1 et 2 provient des termes croisés dans l'expression du courant acoustoélectrique :

$$J_{ae} = \mu (\rho_1 + \rho_2) (E_1 + E_2)$$

L'argument essentiel de S. ZEMON tient au fait qu'il observe par effet Brillouin dans la propagation de la cathode à l'anode sur des échantillons de CdS photoconducteur, une disparition de la fréquence f et une croissance de la fréquence $f/2$. Ceci ne constitue pas, selon nous, un argument très convainquant pour les raisons suivantes :

- tout mécanisme de décroissance de la conductivité implique une reconversion vers les basses fréquences,
- l'étude directe de l'interaction paramétrique sur CdS photoconducteur a été faite par G. SAGNES⁽¹⁰⁷⁻¹⁰⁹⁾ en utilisant des ondes de surface quasi volumiques du type BLEUSTEIN-GULYAEV. Toutes ses mesures montrent que le signal non linéaire se situe à 15 ou 20 dBau-dessous des signaux primaires, c'est-à-dire qu'il s'agit vraiment d'un effet du deuxième ordre.

b) la deuxième interprétation est celle d'un glissement continu vers les basses fréquences dû à la diminution de la pulsation de gain maximum $\omega_M = \sqrt{\omega_C \omega_D}$ par diminution de la conductivité. En effet, dans le modèle de B.W. HAKKI et R.W. DIXON la proportion de porteurs piégés augmente constamment en cours de propagation.

Nous allons montrer que ce modèle est satisfaisant tant d'un point de vue qualitatif que quantitatif.

V-3-2-2- Sélection des cristaux étudiés

La gamme des fréquences acoustiques observable par effet Brillouin dans le CdS avec un laser He-Ne s'étend théoriquement de 50 MHz à 13 GHz (§ III-3-2). En fait le montage utilisé et la géométrie de l'échantillon nous limitent à des fréquences comprises entre 50 MHz et 5 GHz.

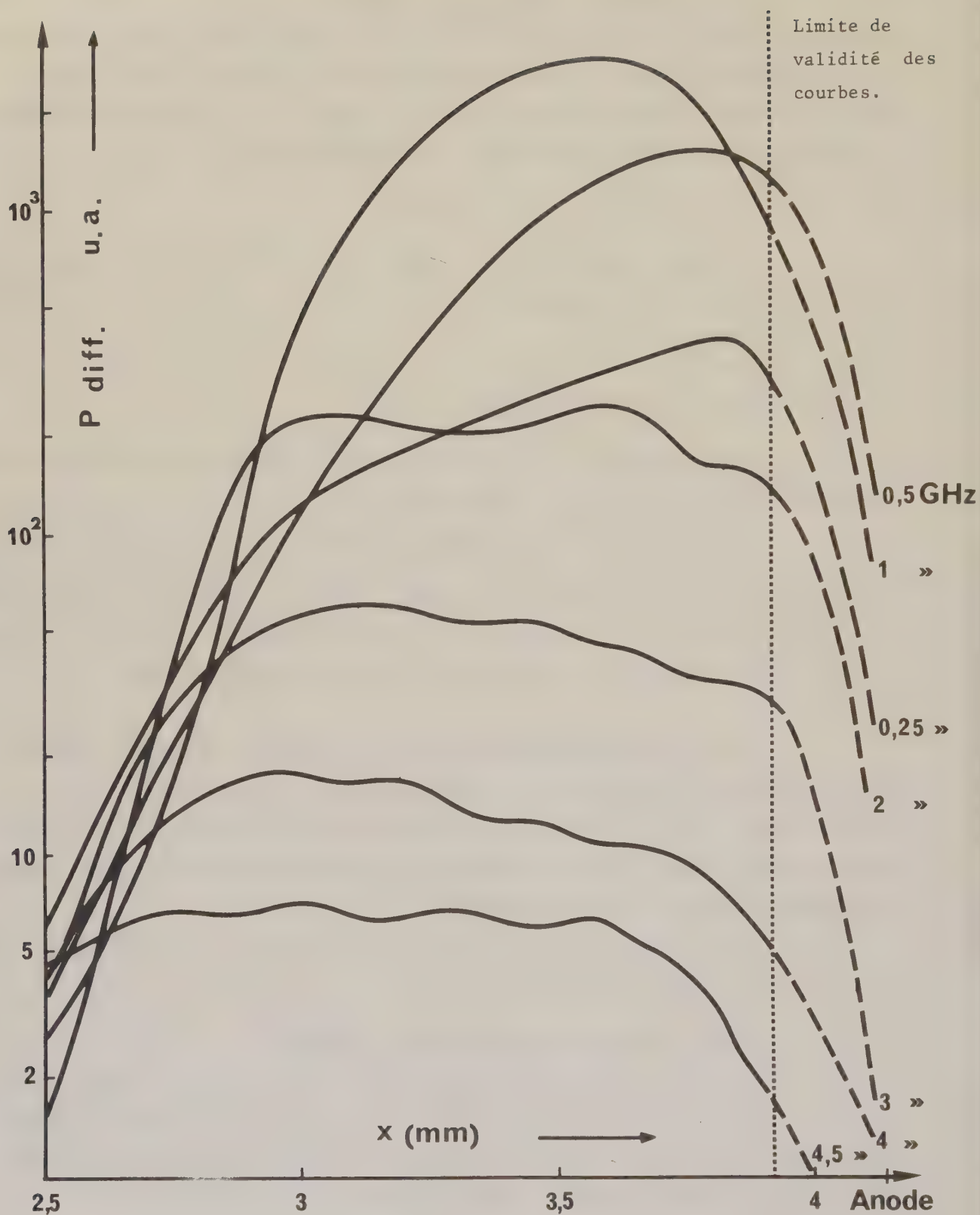


Fig 53 Cristal C. Variations de l'intensité diffractée pour différentes fréquences en fonction de la position du spot laser comptée à partir de la cathode.

Les résultats que nous donnons sont relatifs essentiellement à l'échantillon C afin de pouvoir les comparer aux mesures électriques précédentes (§ V-3-1). La conductivité de cet échantillon est de $0,46 (\Omega \text{ cm})^{-1}$ et la fréquence optimale correspondante, $7,9 \text{ GHz}$, ne peut être observée dans notre montage.

Avant d'effectuer toute mesure, nous procédons à une série de tests pour juger de la qualité du cristal à étudier. Seuls les échantillons possédant les caractéristiques suivantes sont retenus :

- palier de saturation très plat,
- contacts électriques sans étincelle aux électrodes,
- flux acoustique homogène dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde. Ce test est effectué en déplaçant le spot laser dans le plan considéré.

La figure 52 donne un enregistrement de l'allure des pics de diffraction Brillouin pour différentes positions du spot laser sur le cristal.

V-3-2-3- Etude des modes axiaux. Reconversion en fréquence ^(66,110)

La fréquence est déterminée par l'angle total de déviation entre le faisceau incident et le faisceau diffusé (relation III-56), nous choisissons l'angle d'incidence de manière à détecter le mode sur l'axe (relations III-62 et 63).

Nous étudions la reconversion en fréquence en cours de propagation en mesurant les variations de l'intensité diffractée par déplacement du spot laser dans la direction du champ électrique appliqué.

La sensibilité du montage ne permet pas de mettre en évidence la diffraction hors du domaine et, de ce fait, le spot laser doit toujours être en aval de l'endroit où il prend naissance. La diffraction n'est pas observable pendant le régime ohmique mais l'est par contre dès les premières phases de formation du domaine.

Il est cependant difficile d'effectuer des mesures de gain acoustique dans la zone qui correspond à la genèse du domaine car le temps de passage de ce dernier devant le spot lumineux est grand vis à vis de l'évolution rapide des ondes acoustiques.

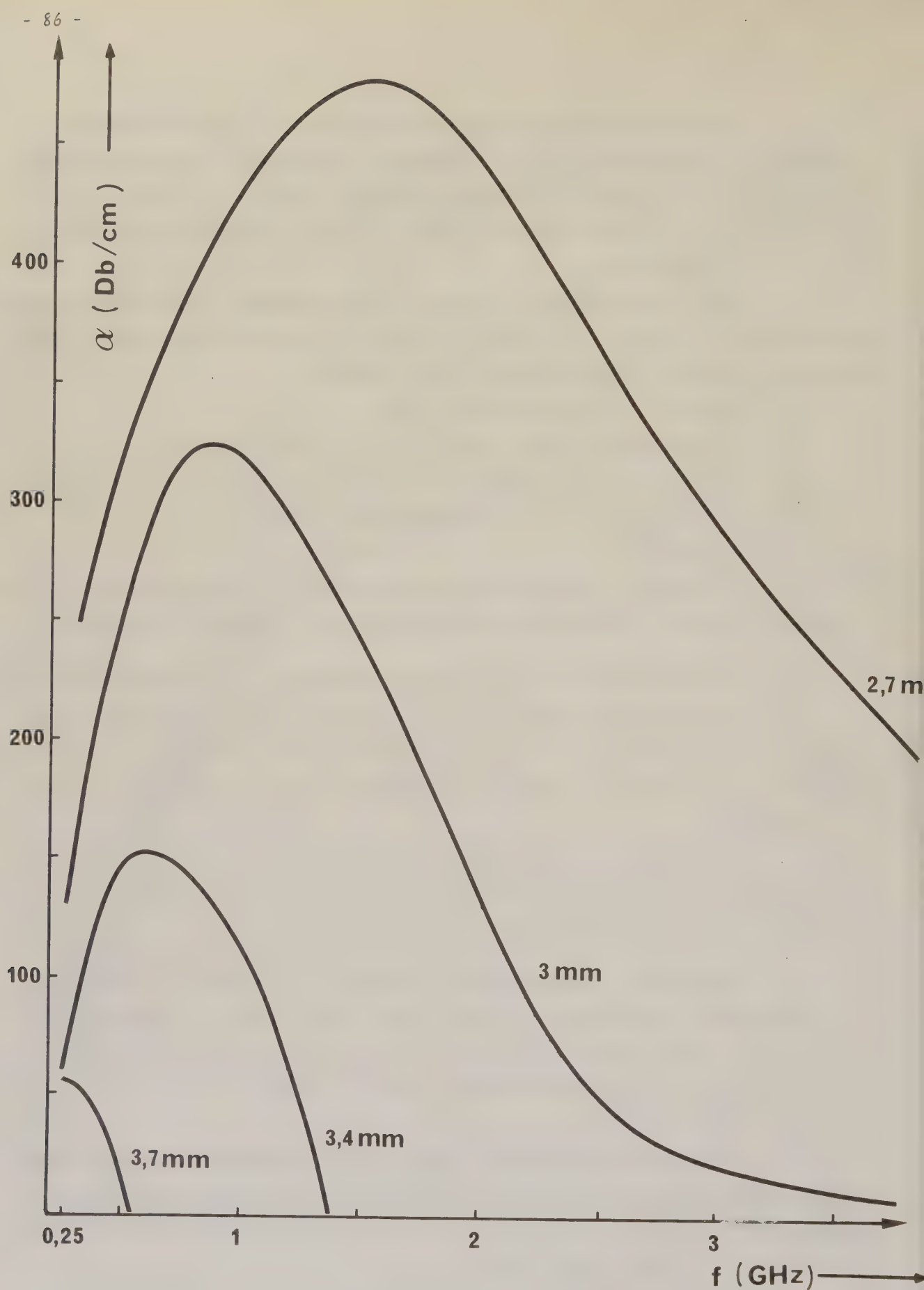


Fig 54 Cristal C. Variations du gain net déduit des courbes précédentes en fonction de la fréquence pour différentes positions sur le cristal repérées par rapport à la cathode.

La figure 53 représente, en échelle semi-logarithmique, et pour différentes fréquences acoustiques, les variations du signal Brillouin en fonction de la distance à la cathode.

Les signaux les plus importants correspondent à des fréquences acoustiques de l'ordre de 0,5 à 1 GHz.

Les gains nets obtenus par dérivation de ces courbes sont représentés sur la figure 54. La fréquence de gain maximum décroît très vite avec la distance à la cathode.

Si l'on compare les valeurs de ces fréquences avec la valeur théorique de D.L. WHITE, 7,9 GHz, on obtient un glissement d'un facteur 5 à 30 ce qui correspond à un taux de piégeage de 25 à 900.

Nous associons donc à chaque point du cristal, à l'instant où le domaine passe, une conductivité efficace pour le processus d'amplification donnée par :

$$\sigma_f = \epsilon \omega_c \quad \text{où } \omega_c \text{ est déduite de la valeur expérimentale de la pulsation de gain maximum.}$$

Cette conductivité efficace est fonction du gain acoustoélectrique défini pendant la phase ohmique initiale. Si l'on augmente le champ, cette phase est réduite puisque le gain est sensiblement proportionnel à E et l'on obtient simplement une translation des valeurs de la conductivité efficace dans l'espace.

Dans le domaine où se produit l'effet Brillouin, le champ électrique est de l'ordre de 10^4 V/cm, c'est-à-dire que le facteur Döppler $\gamma = 1 - v_d/v_s$ est de l'ordre de 15.

Dans ce cas l'expression de D.L. WHITE se réduit à :

$$\alpha = - \frac{k^2}{2 v_s} \frac{\omega_c}{\gamma} \quad \text{indépendante de la fréquence acoustique.}$$

Quand le domaine est formé, le champ à l'intérieur reste sensiblement constant c'est-à-dire que les variations de α mesurées par effet Brillouin doivent traduire simplement les variations de la conductivité.

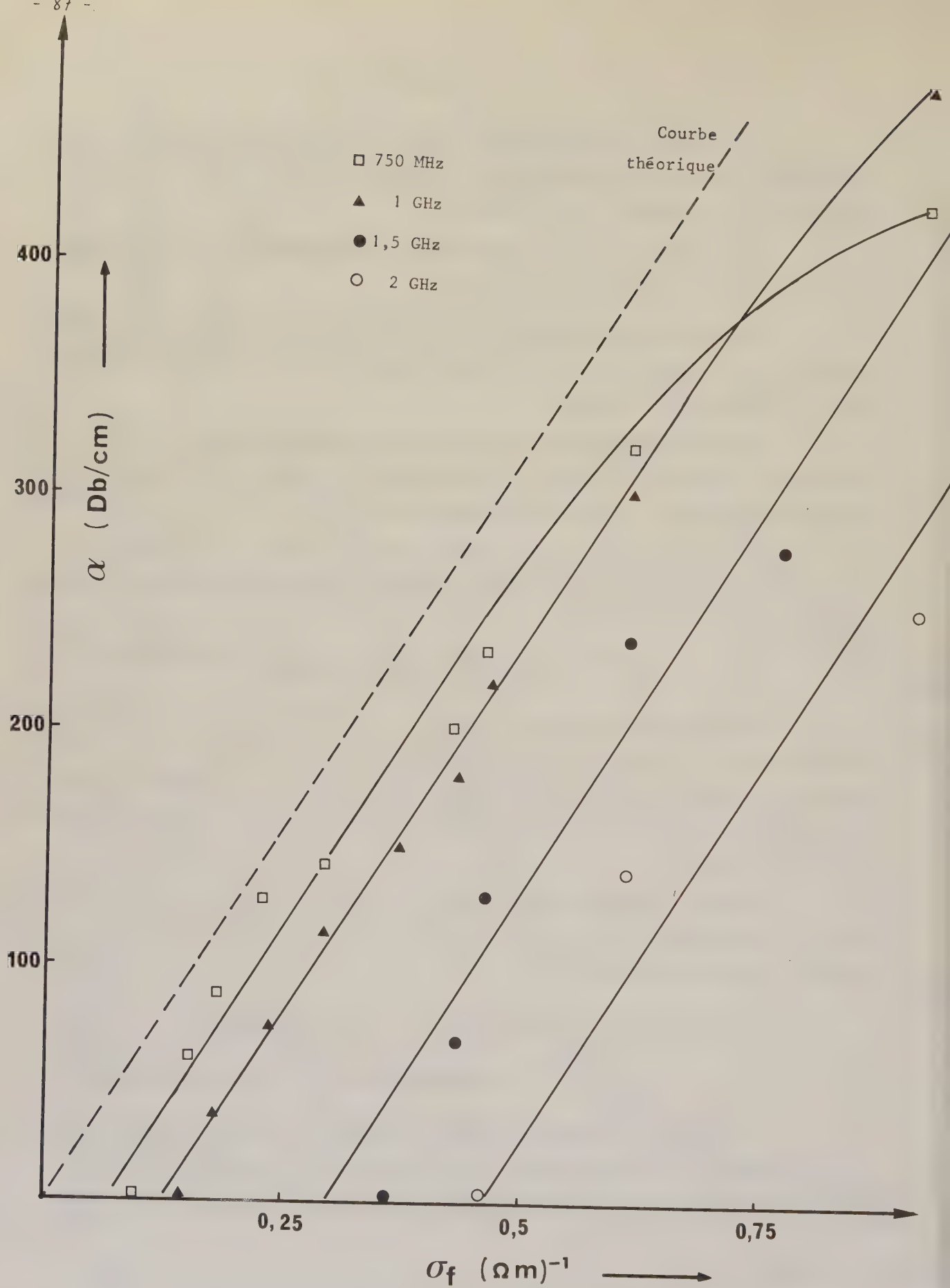


Fig 55 Cristal C. Variations du gain en fonction de la conductivité efficace pour différentes fréquences. La courbe théorique est tracée pour une valeur du champ électrique de 10^4 v/cm

Sur la figure 55 nous avons représenté en fonction de la conductivité efficace locale les variations du α théorique et du α mesuré pour diverses fréquences.

Compte tenu des erreurs expérimentales, les pentes des courbes sont en assez bon accord mais le gain mesuré est d'autant plus faible que la fréquence acoustique est plus élevée. Ceci provient naturellement des pertes par interaction phonon-phonon que nous avons négligées jusqu'à présent. La différence entre la courbe théorique et la courbe mesurée doit donc représenter les pertes. Les valeurs obtenues en fonction de la fréquence sont reportées sur la figure 56. Ces pertes croissent sensiblement comme le carré de la fréquence. Nous ne pensons pas qu'il faille attacher trop de crédit à ces résultats mais disons que l'ordre de grandeur est en accord avec ceux donnés par d'autres auteurs⁽³⁴⁾.

V-3-2-4- Ordres multiples de diffraction

Les paliers des courbes de la figure 53 présentent des ondulations qui peuvent être interprétées de deux manières :

- la première, proposée par D.L. SPEARS⁽¹¹¹⁾ dans son étude des domaines sur GaAs, fait intervenir les ordres de diffraction multiples. Il est en effet possible, quand on est calé sur une fréquence f_1 (i_i et i_d fixés) de détecter tous les ordres de diffraction impairs des fréquences $f = \frac{f_1}{2n+1}$, qui du fait de la reconversion vers les basses fréquences, ont une amplitude bien plus importante que celle de la fréquence f_1 .

- on peut aussi faire intervenir les effets non linéaires par l'intermédiaire de l'amplification paramétrique. La présence conjointe de deux basses fréquences f_1 et f_2 d'amplitudes importantes peut par exemple fournir une contribution non négligeable à la diffraction de la fréquence $f = f_1 + f_2$.

Notre sentiment est que la première de ces hypothèses est la plus vraisemblable mais il n'est pas possible à priori d'écarter la seconde.

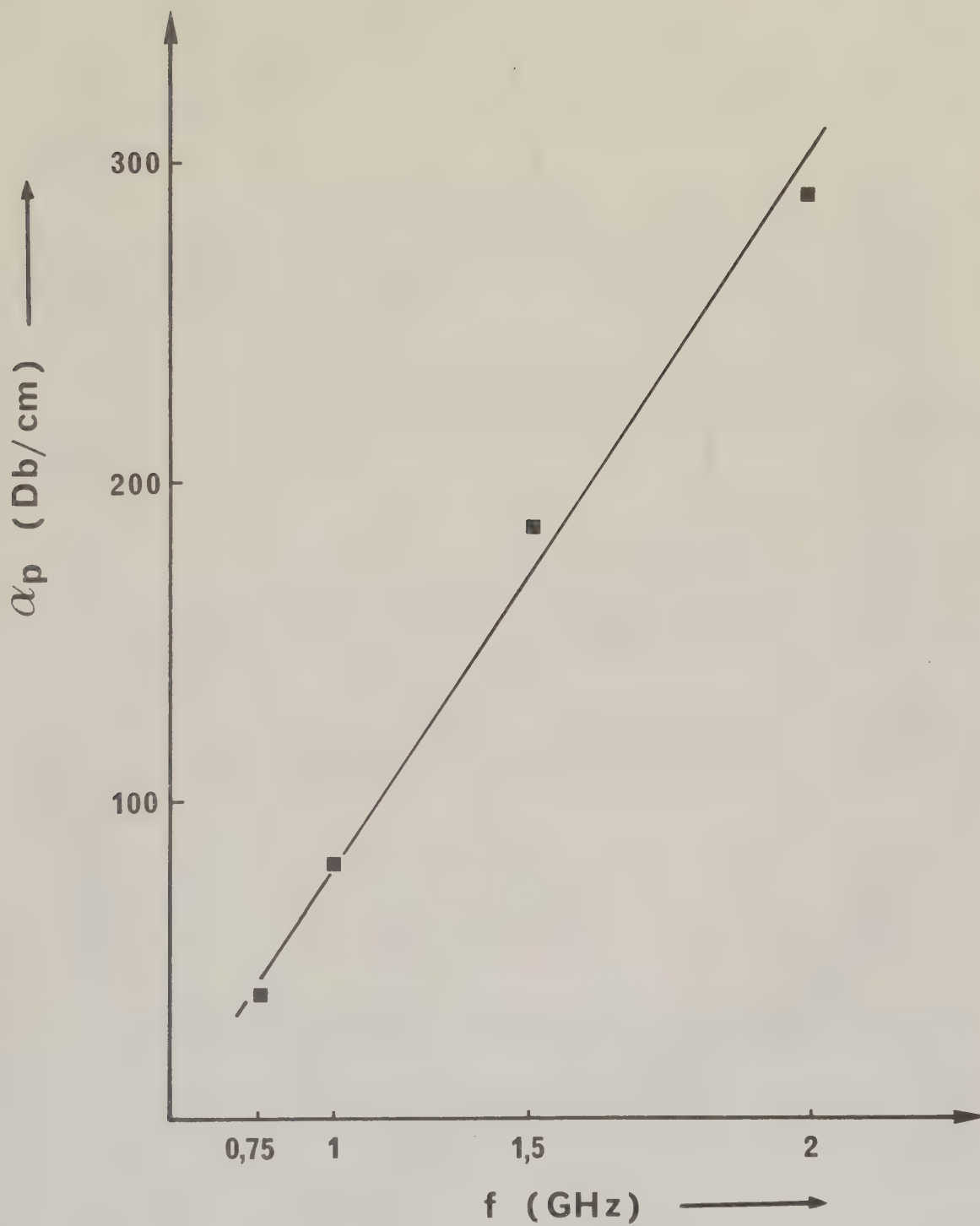


Fig 56 Variations des pertes acoustiques en fonction de la fréquence.
(l'échelle des abscisses est linéaire à f^2)

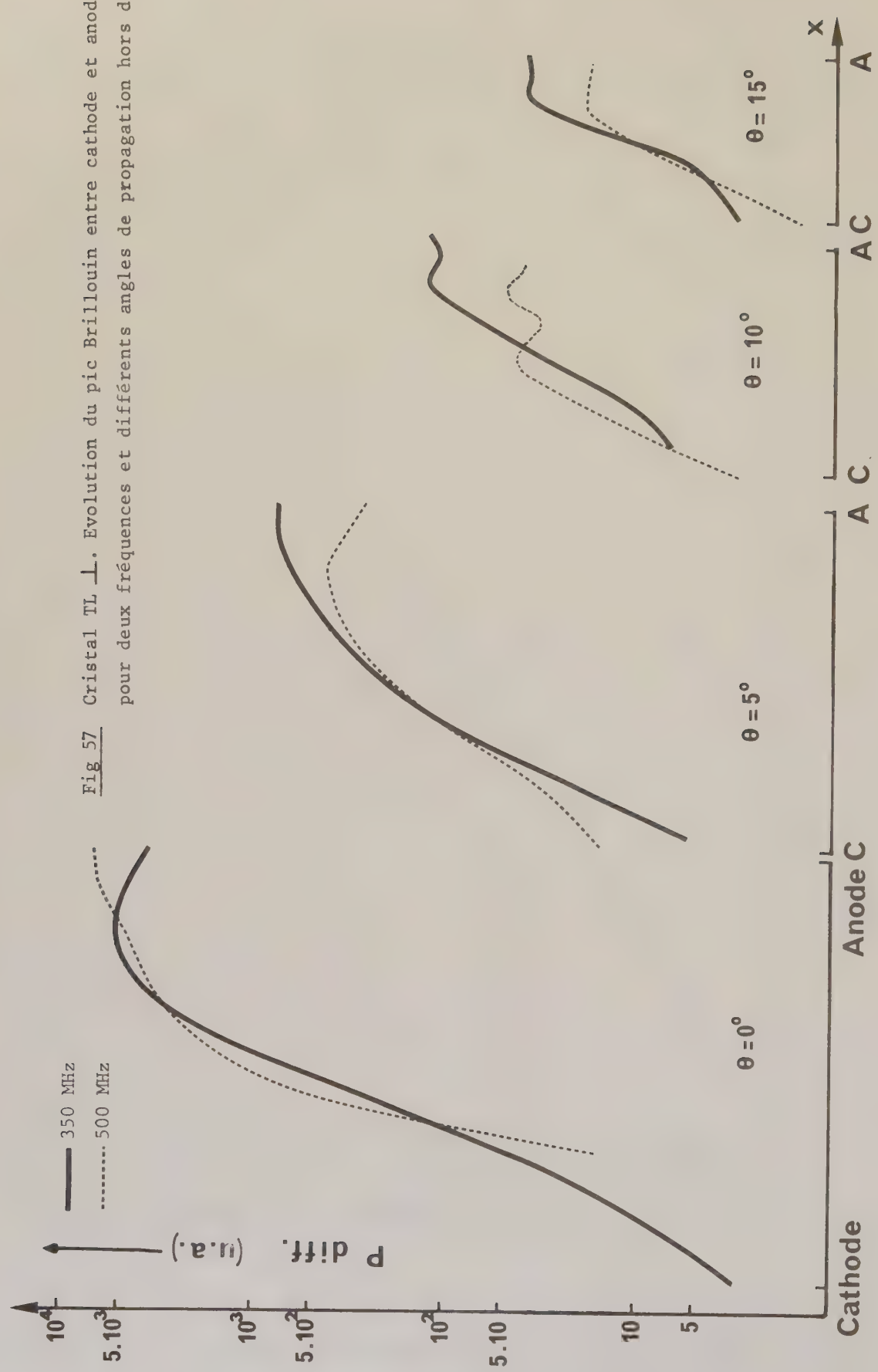


Fig 57 Cristal TL $\perp$. Evolution du pic Brillouin entre cathode et anode pour deux fréquences et différents angles de propagation hors d'axe.

V-3-2-5- Détection des modes "hors axe"

La figure 57 montre l'évolution du signal Brillouin en fonction de la distance cathode - anode pour quatre valeurs de l'angle θ et pour deux fréquences acoustiques. On observe d'une part une forte diminution d'amplitude quand θ croît, et d'autre part la faible influence du champ extérieur sur cette distribution angulaire.

La décroissance d'amplitude avec l'angle θ est d'ailleurs plus marquée pour les modes hors axe dans le plan $(\vec{C}, \vec{E})$ que pour ceux dans le plan perpendiculaire à $\vec{C}$ et ce, à cause de la décroissance de $K^2(\theta)$ pour $0 < \theta < 27^\circ$.

V-3-3- Courant de porteurs libres dans le domaine

Nous avons vu (relation V-2) que le courant de saturation pouvait se mettre sous la forme :

$$I_{\text{sat}} = n_1 q v_s + n_0 q \mu E_d = I_{\text{piégé}} + I_{\text{libre}}$$

La proportion de porteurs libres dans le domaine, déduite du glissement en fréquence, peut varier de $\frac{1}{40}$ à $\frac{1}{1000}$ selon le stade d'évolution du domaine.

Si l'on considère la valeur moyenne du champ électrique dans le domaine, le rapport du courant de porteurs libres au courant total est donné par :

$$\frac{I_{\text{libre}}}{I_{\text{sat}}} = \frac{E_d}{\frac{n_1 v_s}{n_0 \mu} + E_d} \quad (V - 11)$$

Expérimentalement, E_d est de l'ordre de $15 \frac{v_s}{\mu}$ ce qui donne :

$$\frac{1}{4} < \frac{I_{\text{libre}}}{I_{\text{sat}}} < \frac{1}{100}$$

V - 4 - Echantillons avec $\vec{C} // \vec{E}$

V-4-1- Introduction

Un grand nombre de travaux ont été effectués ces dix dernières années sur le CdS avec l'axe C parallèle au courant électrique^(112,20,113,114). Dans ce cas, le coefficient de couplage k^2 des modes transverses est nul pour les modes axiaux et maximum dans une direction θ voisine de 30° . Les seuls modes axiaux piézoélectriquement actifs sont les modes longitudinaux mais avec une vitesse de propagation à peu près égale au double de celle des modes transverses.

Une analyse sommaire des coefficients d'amplification relatifs aux deux types d'onde montre que le "pompage" des modes transverses à 30° est atteint avant que les électrons ne deviennent supersoniques pour les modes longitudinaux.

L'observation directe de ces modes hors axe a été faite par A.R. MOORE^(20,115) qui utilise une technique stroboscopique par biréfringence. Dans ces expériences A.R. MOORE met en évidence une variation de l'angle θ en fonction du champ électrique appliqué qu'il attribue à la direction la plus amplifiée donnée par la théorie linéaire de WHITE modifiée (relation II-1). Un accord qualitatif est obtenu lorsqu'il tient compte de l'écart angulaire important entre la vitesse de groupe et la vitesse de phase de l'onde mais l'accord quantitatif reste insuffisant.

Cette dispersion spatiale, due à la différence entre la direction de la normale aux plans d'onde et la direction du flux acoustique, a été invoquée par M.J.P. MUSGRAVE^(116,117) et ses collaborateurs⁽¹¹⁸⁾ puis évaluée théoriquement par Y. KIKUCHI et Co⁽¹¹⁹⁾. En accord avec A.R. MOORE nous pensons que le désaccord quantitatif provient du manque de sensibilité de cette technique qui ne permet l'observation du domaine qu'après complète formation.

Nous allons montrer, grâce à l'effet Brillouin, que l'explication est autre et qu'il s'agit en fait d'une conséquence du glissement en fréquence avec rotation de la direction du flux acoustique au cours de la propagation.

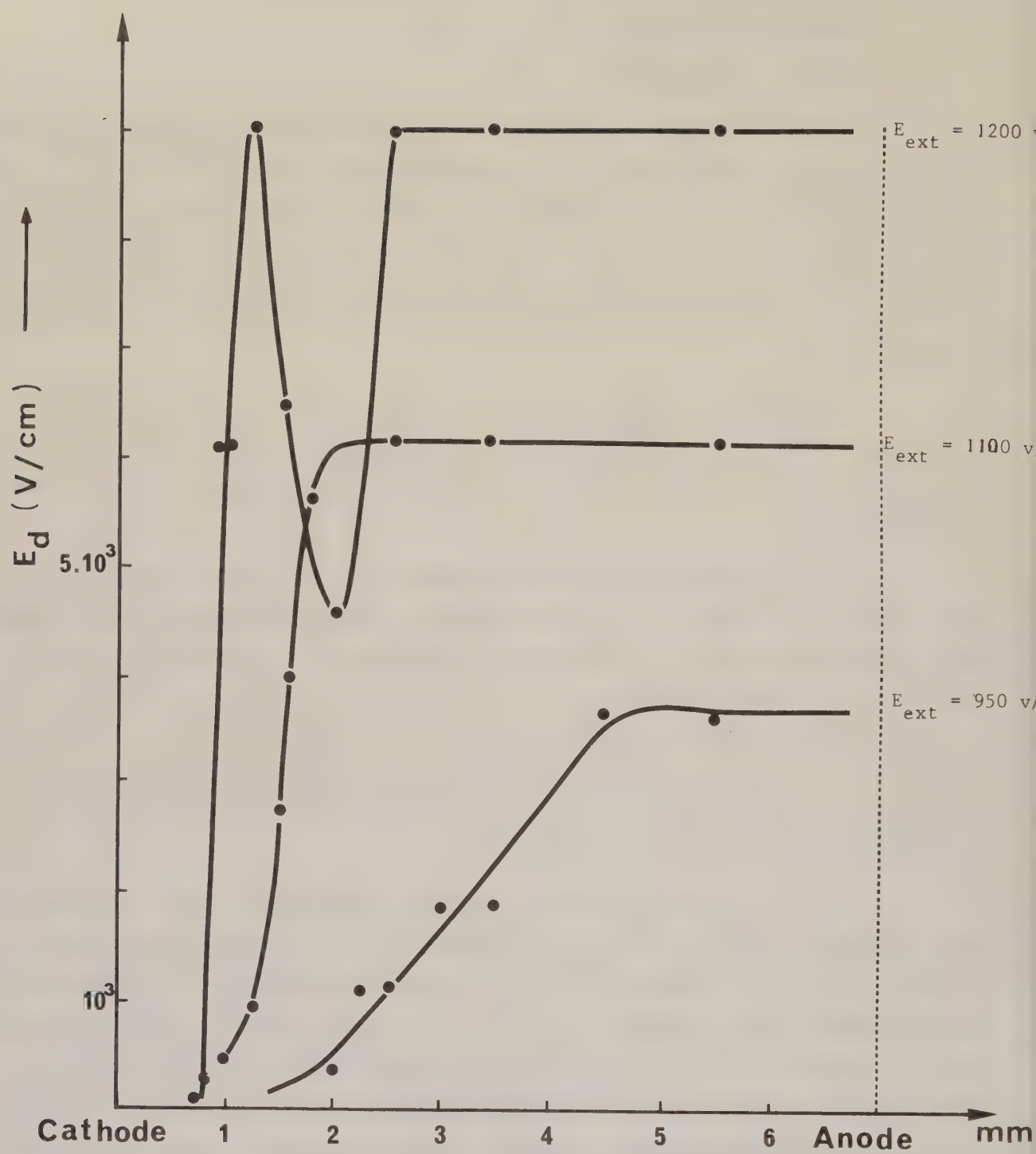


Fig 58 Cristal TL //. Variations du champ électrique dans le domaine en fonction de la distance cathode - anode pour trois valeurs du champ appliqué.

Il y a donc une double évolution simultanée avec :

- reversion vers les basses fréquences,
- reversion en direction vers des modes plus hors axe.

C'est précisément ce double mécanisme que nous allons étudier en considérant d'abord le domaine d'un point de vue électrique c'est-à-dire au sens domaine de haut champ puis d'un point de vue acoustique c'est-à-dire au sens domaine de forte densité d'énergie mécanique.

V-4-2- Domaine électrique

Les échantillons utilisés avec l'axe $\vec{C} // \vec{E}$ sont représentés sur le schéma V et ont pour dimensions caractéristiques $5 \times 5 \times 0,8 \text{ mm}^3$.

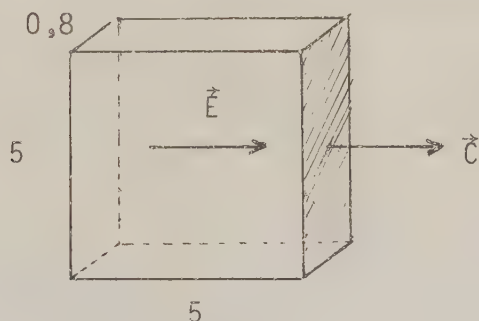


Schéma V

Les potentiels électriques relevés avec une sonde de tungstène montre que le domaine est incliné d'un angle $\alpha \sim 12^\circ$ pour des champs appliqués légèrement supérieurs à v_s/μ et que cet angle α tend rapidement vers zéro quand on augmente la valeur du champ électrique.

La figure 58 représente les variations de l'amplitude du champ électrique à l'intérieur du domaine en fonction de la distance à la cathode pour trois valeurs du champ appliqué.

Les valeurs trouvées sont inférieures à celles obtenues dans la géométrie $\vec{C} \perp \vec{E}$ sans que nous soyons en mesure d'en fournir la raison; la vitesse de propagation de ce domaine est de l'ordre de $2100 \pm 30 \text{ m s}^{-1}$ ce qui exclut une contribution des modes longitudinaux dont la vitesse de propagation est de l'ordre de 4300 m s^{-1} . Ce résultat est en désaccord avec la thèse développée par W. WETTLING^(120,121).

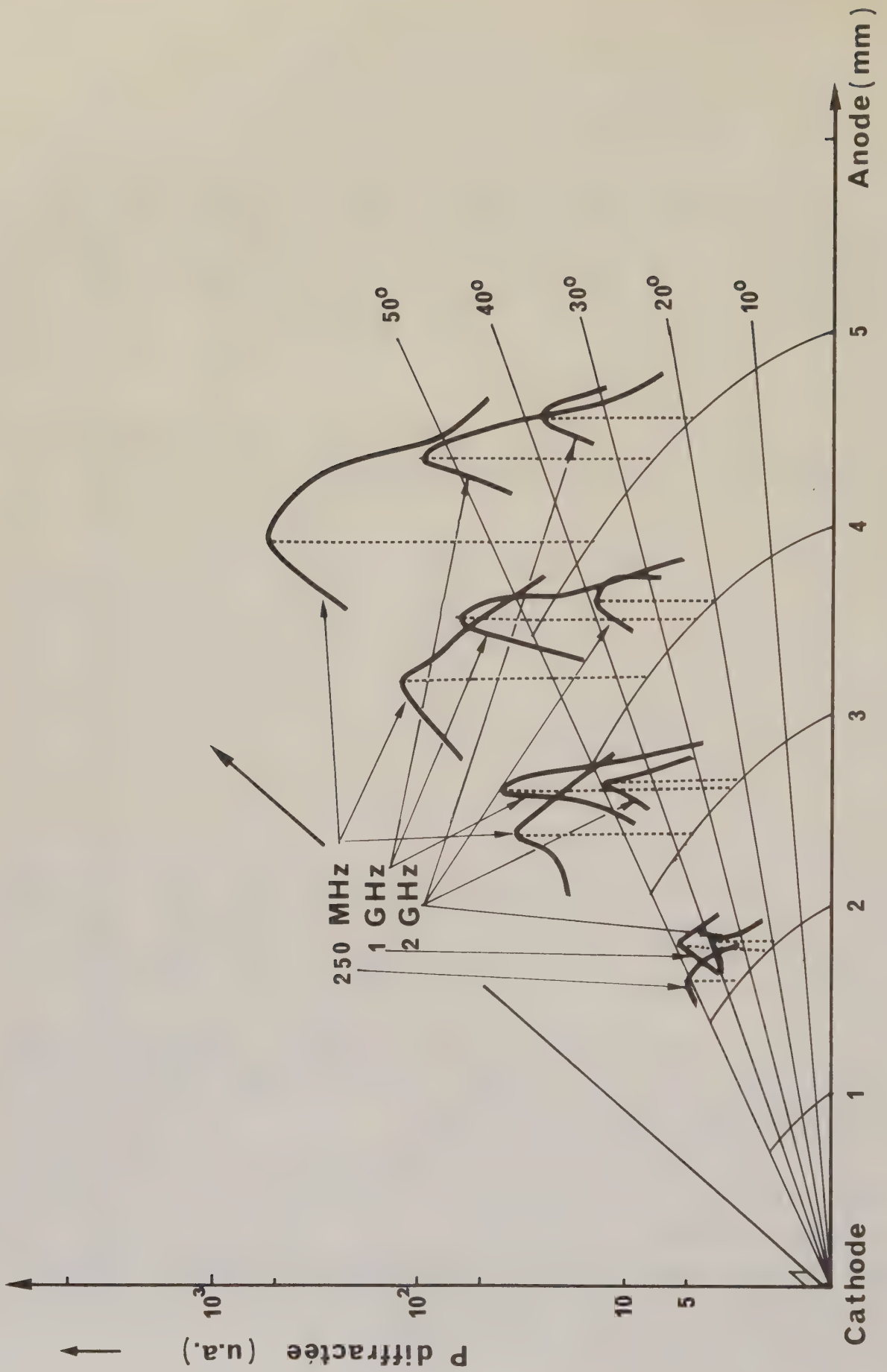


Fig 59 Cristal TL ///. Evolution du flux acoustique

V-4-3- Domaine acoustique

On étudie à présent la diffraction Brillouin pour les 5 fréquences suivantes : 0,25 , 0,5 , 1 , 2 , 3 GHz et pour les valeurs du champ appliqué $E = 935 , 1070 , 1210 \text{ V cm}^{-1}$.

La fréquence est déterminée par la somme $i_i + i_d$ et le cristal est orienté de telle sorte que le mode hors axe étudié se propage dans une direction parallèle au plan des faces latérales.

La figure 59 représente l'évolution de la distribution angulaire du flux de phonons pour 3 valeurs de la fréquence acoustique (2 GHz, 1 GHz et 0,25 GHz) quand le domaine se propage de la cathode à l'anode. Cette figure montre que le 2 GHz est localisé autour de 18° et que son amplitude est sensiblement constante pendant la propagation. Le 1 GHz est, pour sa part, localisé autour de 25° ; son amplitude augmente rapidement sur une distance de 3 mm puis reste sensiblement constante. Quant au 0,25 GHz, il est localisé autour de 35° et son amplitude croît jusqu'à l'anode.

Ces résultats ont été obtenus avec un champ $E = 935 \text{ V cm}^{-1}$ c'est-à-dire avec une vitesse d'entraînement apparente telle que v_d/v_s soit à peine supérieur à 1. Il est donc surprenant d'obtenir une amplification dans une direction θ de l'ordre de 30° puisque $v_d \cos 30^\circ < v_s$. Nous reviendrons ultérieurement sur ce point.

Cette figure suggère deux remarques importantes pour la compréhension ultérieure des phénomènes.

1°) La direction θ dans laquelle est localisée une fréquence acoustique, 1 GHz par exemple, reste sensiblement constante en cours de propagation.

2°) L'amplitude d'un signal haute fréquence, telle que 1 GHz, croît au voisinage de la cathode puis reste sensiblement constante. Au contraire l'amplitude d'un signal basse fréquence comme le 250 MHz continue à croître jusqu'à l'anode. Le domaine acoustique étant la somme des contributions des diverses fréquences, on peut dire que lors de la propagation vers l'anode, il y a d'une part, reconversion en fréquence puisque le signal à 250 MHz devient prépondérant et qu'il y a d'autre part, reconversion angulaire puisque le centre de la distribution d'énergie acoustique passe de 20° à 35° .

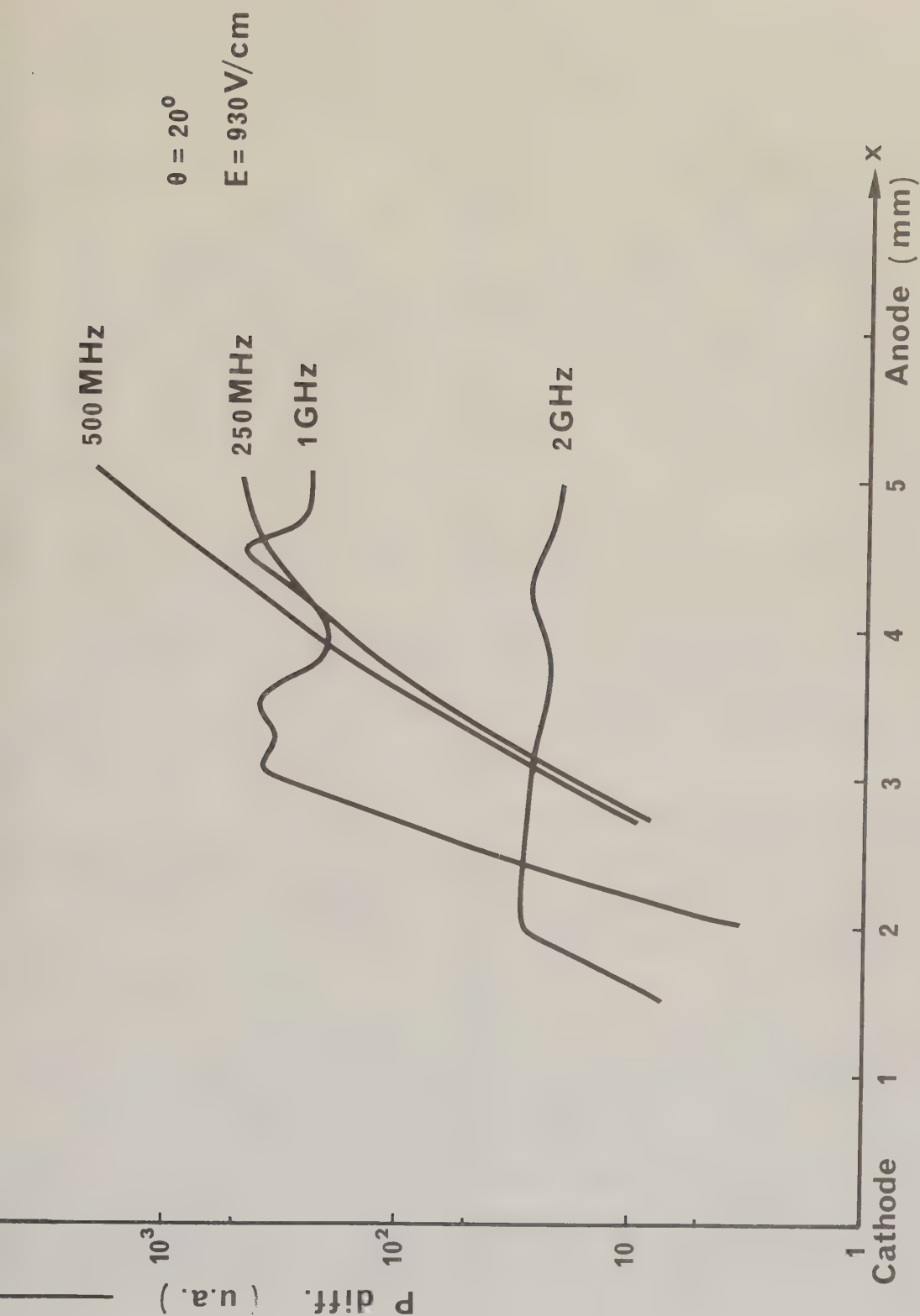


Fig 60 Cristal TL // . Amplitude diffractée en fonction de la position du spot laser sur le cristal

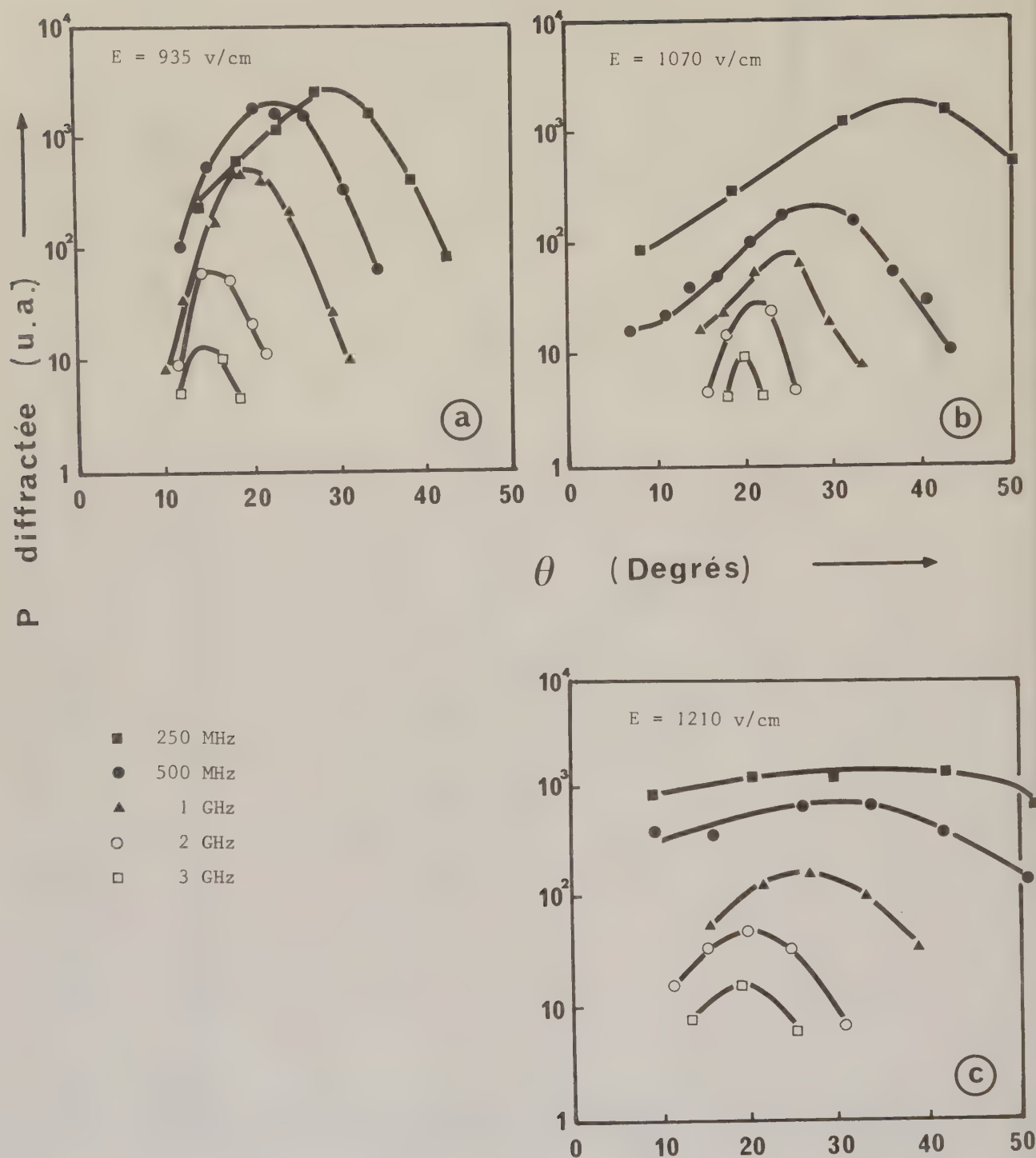


Fig 61 Cristal TL //. Variations du flux acoustique en fonction de la direction hors d'axe de propagation pour différentes fréquences et différents champs appliqués

Pour plus de clarté, nous avons séparé ces deux mécanismes. La reconversion en fréquence est représentée sur la figure 60 qui est un enregistrement de la variation de l'amplitude du signal détecté en fonction de la distance cathode-anode dans une direction de propagation acoustique donnée, $\theta = 20^\circ$, avec $E = 935 \text{ V cm}^{-1}$. On voit nettement la croissance exponentielle de l'amplitude suivie d'une saturation. Notons la "coïncidence" entre l'apparition du palier pour le 2 GHz et l'apparition sur notre détecteur du 1 GHz, phénomène qui se reproduit sur le 1 GHz et le 500 MHz, mais qui par contre ne se reproduit pas pour le 500 MHz et le 250 MHz. A cette exception près, on peut avoir l'impression que la saturation d'une fréquence f coïncide avec l'apparition d'une fréquence $\frac{f}{2}$. Ceci serait en faveur de l'hypothèse d'une reconversion paramétrique mais est en fait sans signification très nette si l'on veut bien considérer qu'il s'agit d'échelles logarithmiques.

La figure 61 a, représente la variation angulaire de l'amplitude acoustique pour les cinq fréquences déjà mentionnées et pour un champ $E = 935 \text{ V cm}^{-1}$. Pour chaque fréquence, la distribution angulaire du flux acoustique est mesurée au moment où son niveau est maximum, c'est-à-dire le plus près possible de l'anode pour le 250 MHz et après saturation pour le 0,5 GHz, le 1 GHz et le 3 GHz.

Les figures 61 b et 61 c représentent ces mêmes variations pour des valeurs du champ électrique égales à 1070 V cm^{-1} et 1210 V cm^{-1} . Dans chaque cas, on observe une distribution en cloche du flux acoustique centrée autour d'un angle θ qui est d'autant plus grand que la fréquence acoustique est plus basse.

La figure 62 représente, pour les 3 valeurs du champ électrique, l'évolution du centre de la distribution en fonction de la fréquence et illustre la dualité fréquence-angle de propagation.

Pour chaque valeur de $\vec{E}$ nous pouvons extrapoler ces courbes jusqu'à $f_M = \sqrt{\omega_C \omega_D} / 2\pi = 7,9 \text{ GHz}$ qui correspondrait au gain maximum dans le cadre de la théorie linéaire, c'est-à-dire pendant le régime ohmique initial.

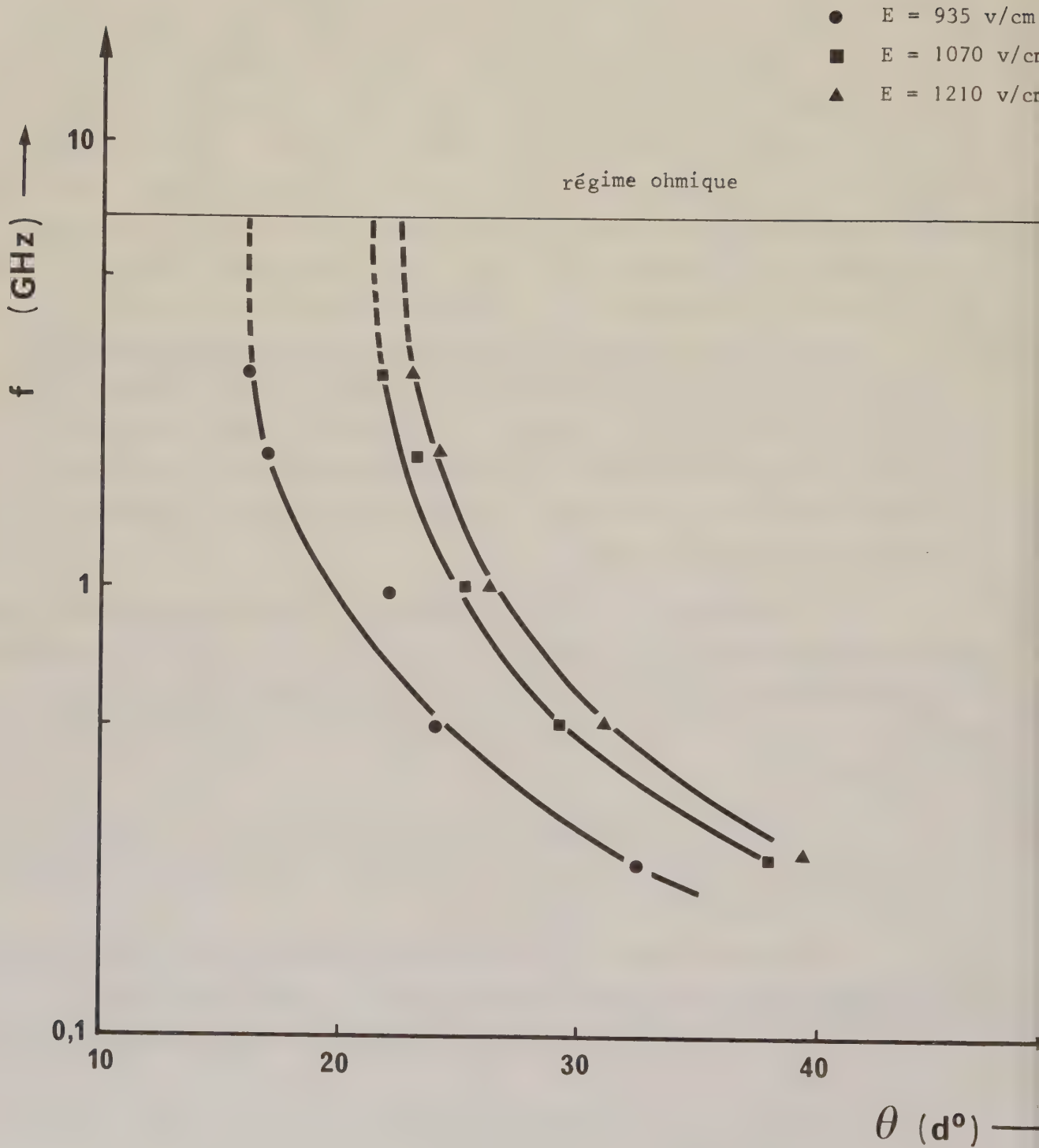


Fig 62 Cristal TL //. Evolution du centre de la distribution angulaire en fonction de la fréquence

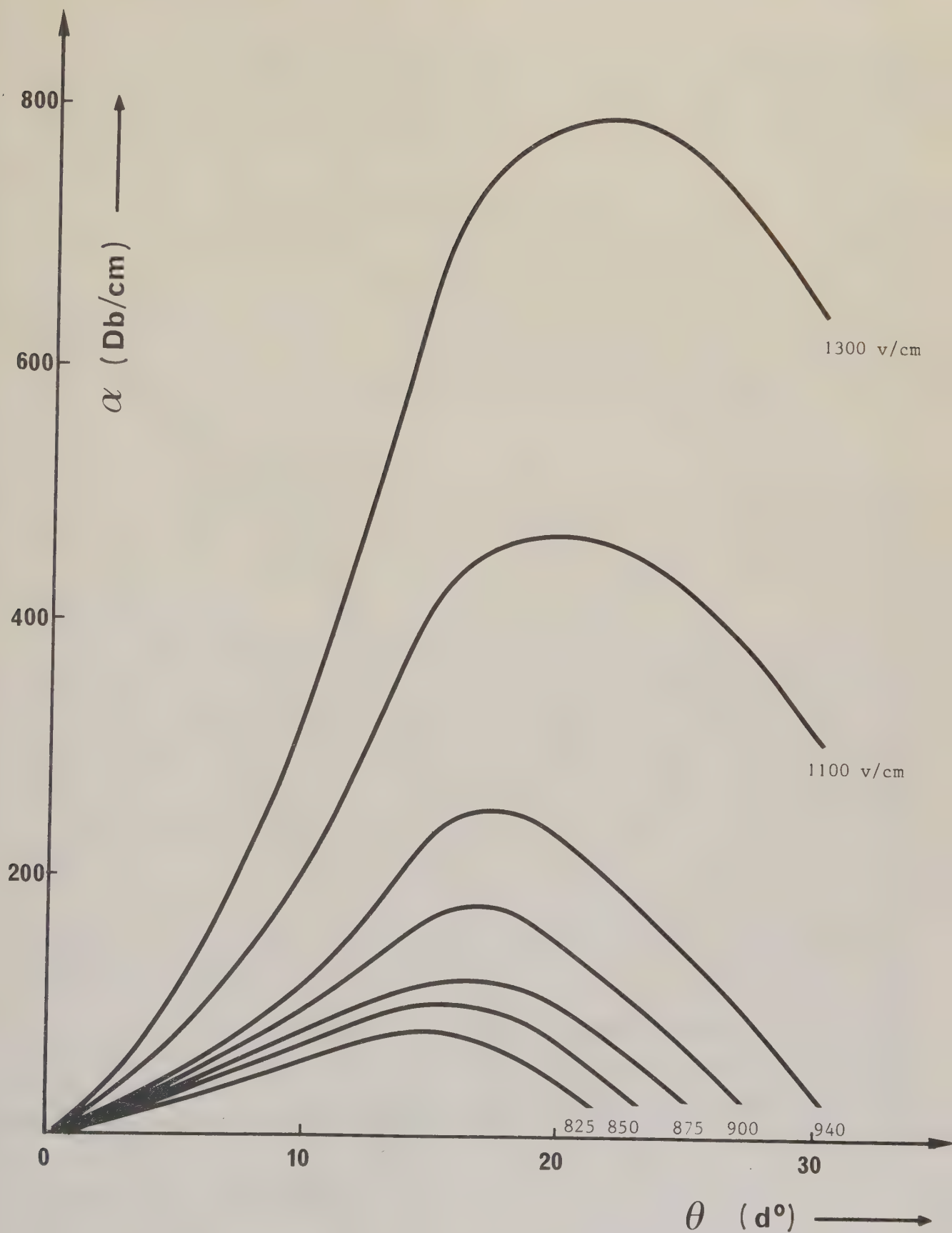


Fig 63 Variations théoriques du gain acoustique en fonction de la direction de propagation pour différents champs électriques

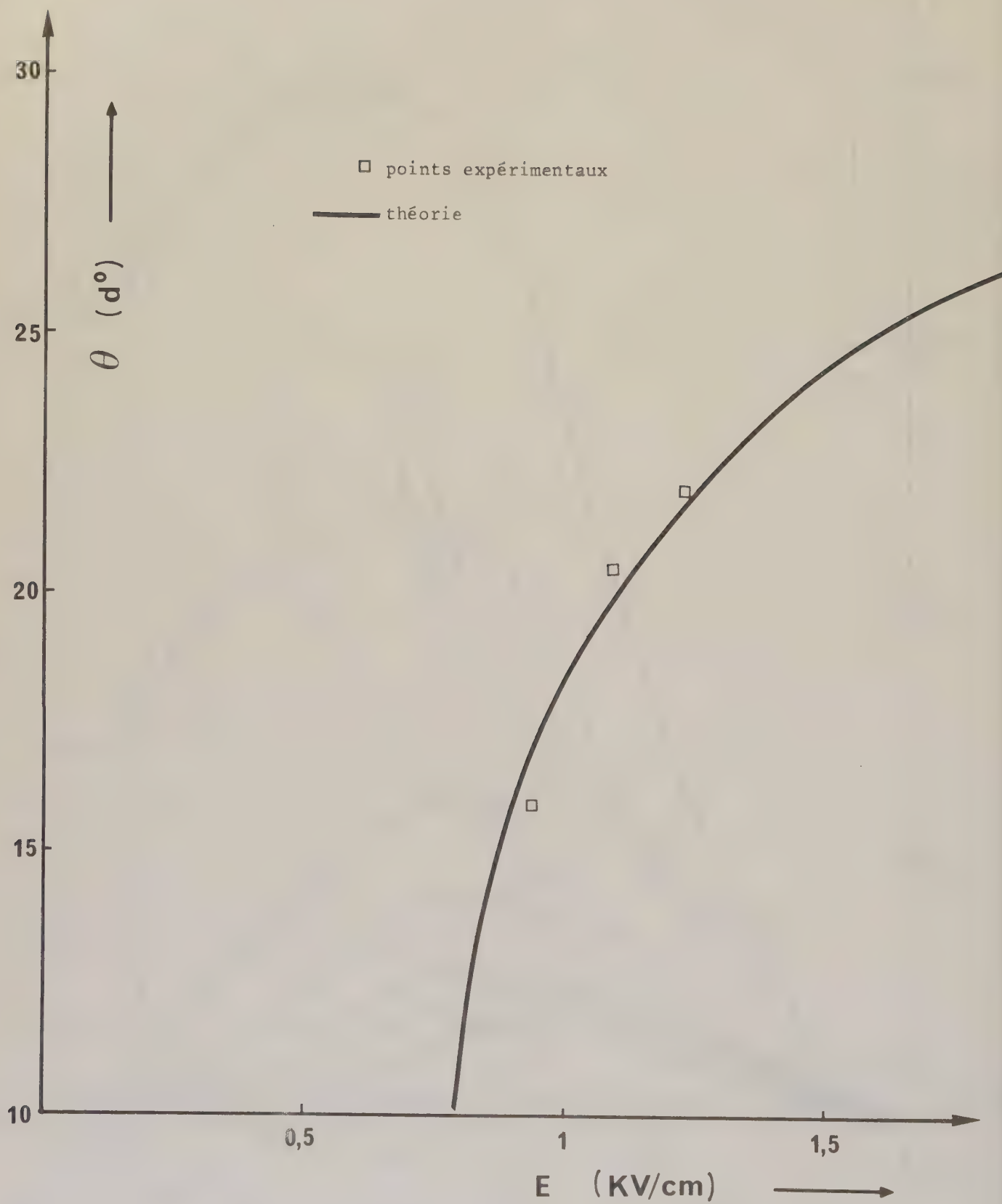


Fig 64 Cristal TL //. Variations de la direction de propagation correspondant au maximum de gain en fonction du champ électrique

Cette phase, qui se situe avant la formation du domaine, n'est pas directement accessible à l'expérience. Nous pouvons néanmoins comparer ces valeurs extrapolées de θ aux valeurs calculées en appliquant la théorie linéaire de WHITE.

Pour cela nous allons calculer le gain $\alpha(\theta)$, donné par la formule III-1, pour diverses valeurs du champ électrique et pour la pulsation de gain maximum ω_M . Les résultats sont représentés sur la figure 63 et sur la figure 64 et montrent l'évolution de l'angle θ de gain maximum avec le champ électrique. L'accord avec les trois points expérimentaux obtenus par extrapolation à f_M des mesures d'effet Brillouin est remarquable.

V-4-4- Interprétation

Lorsqu'on applique à un échantillon un champ d'entraînement tel que $E > v_s/\mu$ l'amplification des phonons se produit en premier lieu dans les directions où la composante $k^2(\theta) v_d \cos \theta$ est maximale et pour une fréquence f voisine de f_M .

Ces phonons se propagent vers l'anode dans un cône de demi angle au sommet θ de 15 à 20° et avec une amplitude qui croît exponentiellement avec la distance. Quand la valeur critique est atteinte, le domaine se forme, ce qui entraîne une très forte croissance du champ électrique local et une diminution de la conductivité σ . La forte croissance du champ électrique rend les électrons supersoniques dans des directions à angle θ plus grand, et la diminution de la conductivité entraîne un glissement en fréquence.

Près de la cathode ce domaine est essentiellement constitué de fréquences supérieures à 2 GHz qui se propagent à 15° environ pour un champ appliqué de 935 V cm^{-1} .

En fin de propagation les vibrations prépondérantes sont essentiellement des basses fréquences et sont situées dans des directions θ de l'ordre de 35°. La direction du domaine acoustique varie donc constamment dans la propagation de la cathode à l'anode.

Ces observations sont complémentaires de celles de A.R. MOORE^(20,115) obtenues, rappelons le, par une observation photographique du domaine basée sur le phénomène de biréfringence par compression. A.R. MOORE ne pouvait cependant observer le domaine qu'après sa formation à peu près complète, c'est-à-dire dans le stade avancé de la reversion en fréquence et de la reversion angulaire. Il obtenait alors des inclinaisons du domaine acoustique variant de $18,5^\circ$ à 33° selon les valeurs du champ électrique appliqué.

V - 5 - Conclusion

L'étude par diffraction Brillouin des ondes acoustiques se propageant dans des cristaux de CdS semiconducteur en régime de saturation du courant a permis de mettre en évidence une évolution du flux acoustique contenu dans le domaine caractérisée par :

- une reversion vers les basses fréquences dans les cristaux tels que $\vec{C} \perp \vec{E}$,

- une reversion en direction vers des modes plus hors axe, en plus de celle en fréquence, dans les cristaux tels que $\vec{C} // \vec{E}$.

Tous ces mécanismes s'expliquent qualitativement et quantitativement avec la théorie linéaire de D.L. WHITE en faisant uniquement intervenir le champ électrique et le glissement de conductivité dans le domaine.

C H A P I T R E VI

EFFET BRILLOUIN DANS LE CdS PHOTOCONDUCTEUR

IV - 1 - Introduction

Pour vérifier l'hypothèse émise au chapitre II selon laquelle les multisaturations du courant seraient dues à la contribution des modes hors axe, nous avons été amenés à étudier par effet Brillouin la distribution de l'énergie acoustique dans ces échantillons photoconducteurs. On se heurte ici à deux difficultés expérimentales qui sont :

- la présence d'une radiation photoexcitatrice,
 - la faible valeur de la fréquence de gain maximum $f_M \approx 100$ MHz,
- qui implique un angle de déviation entre le faisceau incident et le faisceau diffusé de l'ordre du degré seulement.

Nous avons indiqué dans notre partie expérimentale (chapitre IV) comment nous avons pu résoudre le problème posé par la radiation excitatrice en modulant le faisceau laser.

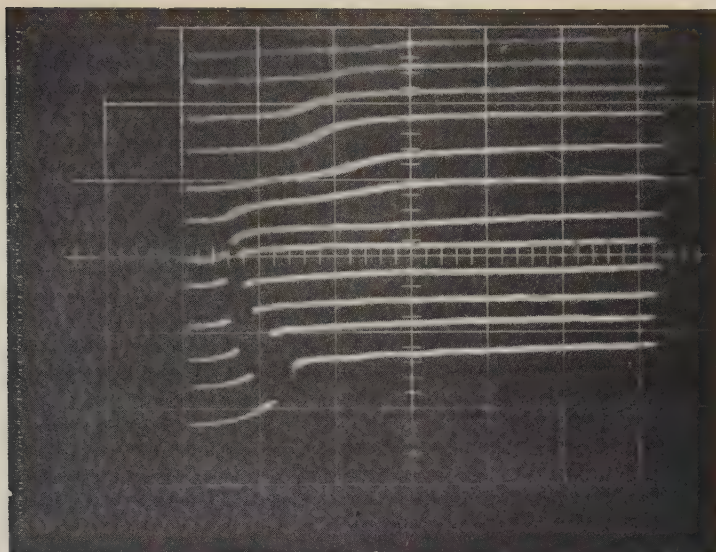


Fig 65 Evolution des saturations pour des cristaux du premier groupe
 $\sigma = 5.10^{-5} (\Omega\text{cm})^{-1}$ E varie de 1000 à 2550 V/cm
 échelle verticale : 0,1 V/cm balayage : 50 $\mu\text{s}/\text{cm}$

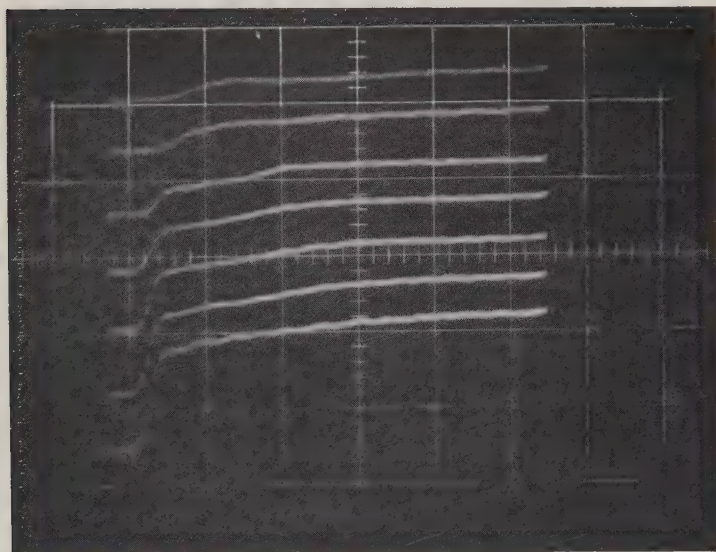


Fig 66 Evolution des saturations pour des cristaux du second groupe
 $\sigma = 2,7.10^{-5} (\Omega\text{cm})^{-1}$ E varie de 800 à 1100 V/cm
 Echelle verticale : 0,005 V/cm balayage : 50 $\mu\text{s}/\text{cm}$

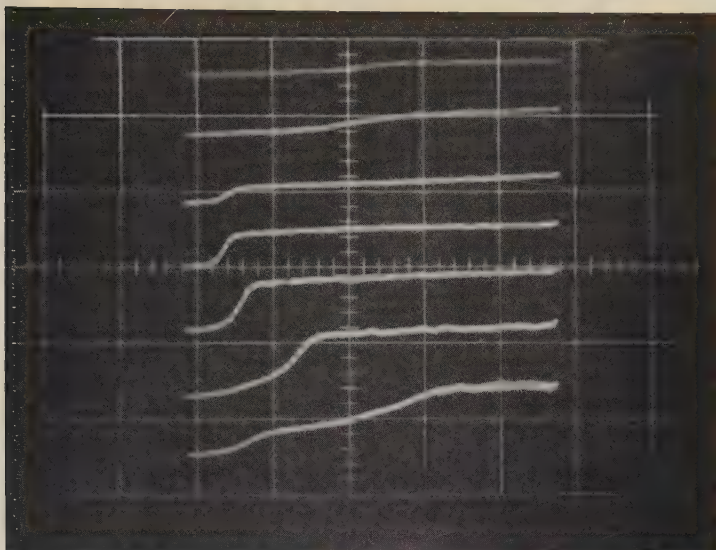


Fig 67 Apparition d'une troisième saturation obtenue en augmentant le champ électrique, $\sigma = 4,5 \times 10^{-5} (\Omega\text{cm})^{-1}$
 De haut en bas : $E = 1050, 1350, 1650, 1950, 2350, 2550, 2850 \text{ v/cm}$
 Echelle verticale $0,1 \text{ v/cm}$ balayage $50 \mu\text{s/cm}$

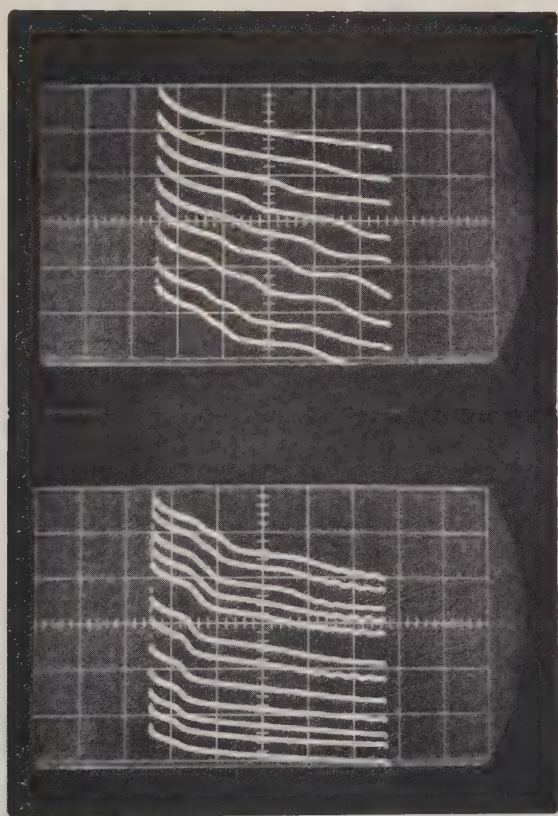


Fig 68 Multisaturations obtenues sur un autre type de cristal
 $\sigma = 5,6 \cdot 10^{-6} (\Omega\text{cm})^{-1}$. E varie de 1100 v/cm (courbe du bas)
 à 1850 v/cm (courbe du haut)
 Echelle verticale $0,05 \text{ mA/cm}$, balayage $0,1 \text{ ms/cm}$

Avant de rapporter en détail les résultats de ces mesures de diffraction Brillouin, il nous paraît utile de préciser les différences de comportement électrique des échantillons que nous avons étudiés.

On peut distinguer trois grands groupes d'échantillons par un simple examen de la caractéristique courant-tension :

- le premier groupe présente deux saturations de la caractéristique avec des champs critiques E_{c1} et E_{c2} différents et des temps d'incubation qui se comportent d'une manière analogue à celles décrites dans les chapitres I et II (fig 65).

- un deuxième groupe présente lui aussi les deux paliers de saturation mais ils apparaissent quasi simultanément pour une même valeur du champ électrique E_c . Les deux temps d'incubation τ_1 et τ_2 diminuent quand on augmente le champ électrique puis l'une des saturations disparaît (fig 66). A faible conductivité, le temps d'incubation de la saturation restante croît à nouveau avec E , c'est-à-dire que l'on obtient pour $1/\tau$ la courbe en cloche caractéristique de la théorie de WHITE. A forte conductivité nous n'avons pu observer la redécroissance de $1/\tau$.

- un troisième groupe enfin présente trois, quatre, cinq... saturations successives dont certaines apparaissent, tantôt successivement, tantôt simultanément sans qu'il soit possible de préciser exactement les conditions favorables à tel ou tel processus (fig 67 et 68).

Le même échantillon peut d'ailleurs passer d'un groupe à l'autre suivant les traitements appliqués aux faces latérales. C'est ainsi que l'échantillon I étudié par R. CARRIERE⁽¹⁷⁾ et qui ne présentait que deux saturations (premier groupe) s'est comporté après rodage des faces latérales parallèles à $\vec{C}$, comme un échantillon du groupe 3. Nous avons alors observé une caractéristique à trois paliers de saturation qui évoluait d'une manière analogue à celle décrite par S. FUKUNAGA⁽⁹⁾.

VI - 2 - Rôle des faces latérales, modes hors axe

Le fait que nous ayons pu modifier le comportement de cet échantillon I, en rodant les faces latérales parallèles à $\vec{C}$, suggère une contribution des modes acoustiques qui se réfléchissent sur ces faces. Il s'agirait vraisemblablement de modes hors axe dans le plan perpendiculaire à $\vec{C}$ contrairement à l'hypothèse émise au chapitre II.

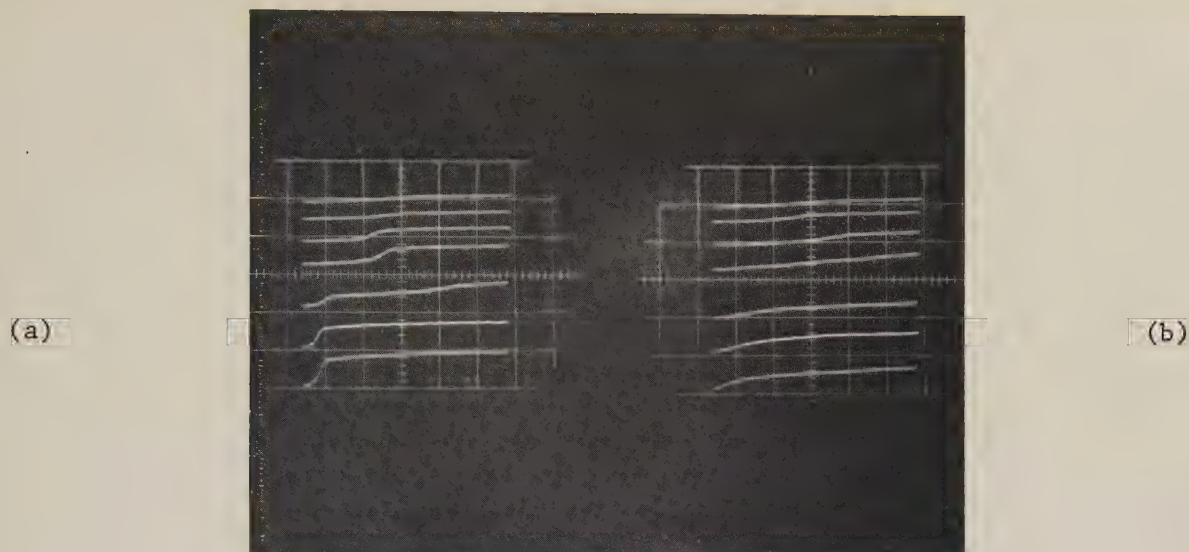


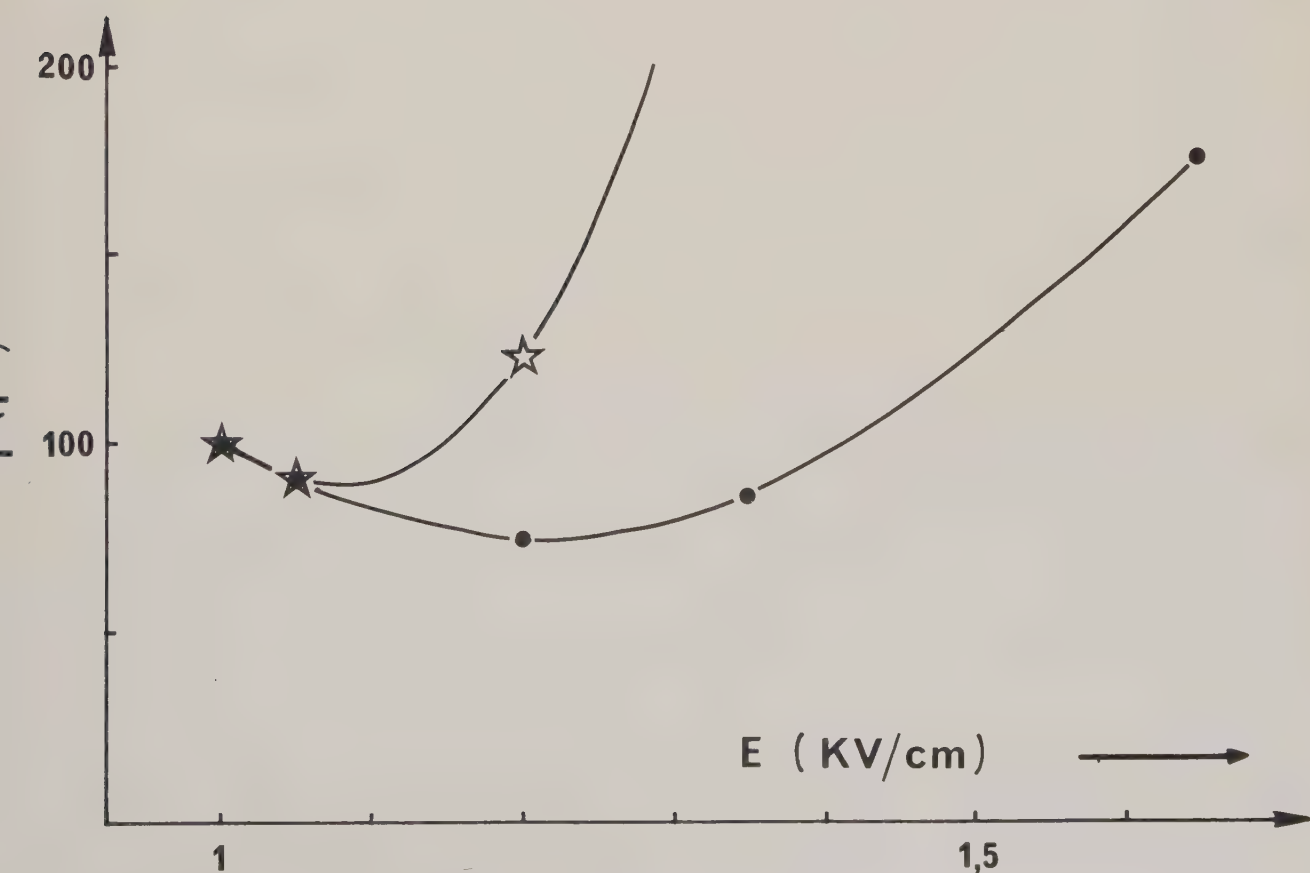
Fig 69 Mise en évidence de l'importance des faces latérales dans les mécanismes de saturation

A gauche: caractéristiques $I(t)$ de l'échantillon sec

A droite: les mêmes caractéristiques après avoir recouvert d'huile les faces latérales du cristal. $\sigma = 5,5 \cdot 10^{-5} (\Omega \text{cm})^{-1}$

De haut en bas: $E = 1000, 1050, 1200, 1350, 1650, 1950, 2250 \text{ V/cm}$

Echelle verticale: $0,1 \text{ V/cm}$, balayage: $50 \mu\text{s/cm}$



0 Variations des temps d'incubation relatifs à la première saturation, déduites de la photo précédente, pour l'échantillon sec(●) puis huilé (☆).

Pour obtenir une première confirmation nous avons alors pensé à modifier le coefficient de réflexion sur ces faces latérales en les recouvrant d'une couche d'huile.

Les résultats de l'expérience sont enregistrés sur la figure 69. La partie 69a, représente l'évolution de la caractéristique $I(t)$ en fonction du champ électrique avec des faces latérales sèches alors que la figure 69b, représente la même caractéristique avec les faces latérales huilées. On constate que :

- la première saturation n'est que peu modifiée par ce traitement puisqu'elle apparaît pour la même valeur du champ électrique. La seule différence est que le temps d'incubation réaugmente plus rapidement dans le cas de l'échantillon huilé (fig 70),

- la seconde saturation est profondément altérée puisqu'elle disparaît presque complètement après dépôt d'une goutte d'huile.

Cette expérience très simple illustre bien le rôle fondamental des modes hors axe dans la deuxième saturation ainsi que leur contribution à la première pour les fortes valeurs du champ électrique, c'est-à-dire quand $E > v_s / \mu \cos \theta$. Nous allons voir que l'étude par effet Brillouin confirme pleinement ces résultats.

VI - 3 - Etude du domaine électrique

D'une façon générale, nous avons pu observer deux types de domaine de haut champ électrique selon les valeurs de la conductivité, du champ électrique et l'homogénéité de l'éclairement.

1°) Le premier type est un domaine fixe dans l'espace situé au voisinage de l'anode et qui apparaît le plus souvent à faible conductivité. Ce résultat est en accord avec le travail de D.L. SPEARS⁽¹²²⁾ qui a montré que le domaine devait prendre naissance autour des points de forte résistivité tels que ceux qui existent au voisinage des contacts. Il reste à expliquer la persistance de ce domaine au voisinage de l'anode et l'interprétation est la suivante :

Dans le cas des faibles conductivités le gain acoustique est faible et le niveau critique n'est atteint qu'après plusieurs aller - retours. De plus, ce niveau critique est atteint quasi simultanément dans une zone de grande dimension au voisinage de l'anode. Les ondes acoustiques sont recyclées en permanence et un régime stationnaire est atteint quand le flux de porteurs piégés est égal au flux de porteurs dépiégés à l'anode.

2°) Le deuxième type est un domaine mobile avec une vitesse de propagation voisine de celle des modes transverses qui se manifeste surtout à forte conductivité et pour des éclairagements inhomogènes. Dans ce cas, on observe une série d'oscillations dont la période est sensiblement égale au temps d'aller de l'onde acoustique dans le matériau.

Ces oscillations ont été étudiées principalement par F. BUCHY et P. BAUDUIN^(123,124), A. ISHIDA, Y. INUISHI⁽¹²⁵⁾, C.F. QUATE^(126,78), W.C. WANG⁽¹²⁷⁾ et J.M. PERANSIN⁽¹²⁸⁾ qui a réussi en outre à en faire varier la fréquence en masquant plus ou moins la lumière photoexcitatrice sur l'une des deux électrodes.

VI - 4 - Etude du domaine acoustique

Plusieurs auteurs ont étudié l'effet Brillouin sur le CdS photoconducteur^(129,105,130,131,132) mais ces travaux ne concernent que les seuls modes axiaux et aucune étude systématique en liaison avec le phénomène de multisaturation n'avait été entreprise.

VI-4-1- Précision des mesures

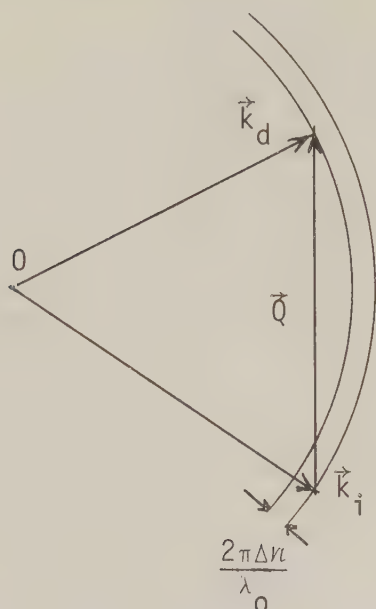
Dans le cas des faibles conductivités qui nous intéresse, $\sigma \sim 10^{-4}$ à $10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$, les fréquences acoustiques amplifiées sont dans la gamme des 100 MHz et une limitation fondamentale intervient qui se déduit de la règle de conservation de l'impulsion :

$$\vec{k}_d = \vec{k}_i \pm \vec{Q}$$

$$\text{soit : } \vec{k}_d \frac{2 \pi n_e}{\lambda_0} = \vec{k}_i \frac{2 \pi n_0}{\lambda_0} \pm \vec{k}_Q \frac{2 \pi \omega}{v_s} \quad (\text{VI} - 1)$$

Cette règle de conservation est illustrée par les deux figures du schéma VI.

a) cas du semiconducteur



b) cas du photoconducteur

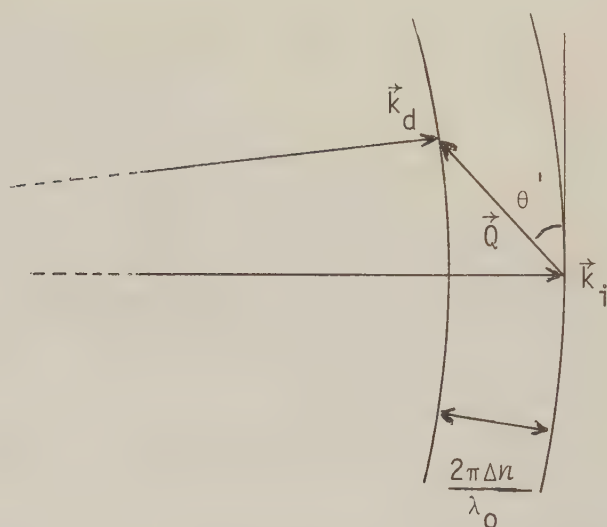


Schéma VI

- Dans le cas du semiconducteur (schéma VIa) le module du phonon acoustique est important et on a pratiquement un triangle isocèle.

- Dans le cas du photoconducteur (schéma VIb) le module du phonon acoustique doit être au moins égal à $2\pi \frac{n_e - n_0}{\lambda_0}$ ce qui implique pour le CdS une fréquence acoustique minimale de 50 MHz. De plus, nous voyons qu'une faible variation de l'angle entre le faisceau incident et le faisceau diffracté se traduit dans ce cas par une variation importante de la direction acoustique responsable de l'effet Brillouin. Il est donc nécessaire pour obtenir une précision satisfaisante sur la direction des modes acoustiques d'utiliser un faisceau diffusé de faible ouverture en fermant au maximum la fente du support du PM. L'ouverture du faisceau incident est celle du faisceau laser (soit 5/10000 de radian), l'ouverture du PM est de 1/600 de radian ; la précision sur la direction du mode acoustique est alors de l'ordre de 5 à 10 degrés pour une déviation du faisceau diffracté de 1°.

La fréquence acoustique f et la direction de propagation θ se déduisent dans chaque cas particulier de la construction géométrique de la règle de conservation des $\vec{k}$.

Dans le cas, par exemple, où la lumière incidente est polarisée selon l'axe C, le phonon acoustique fait un angle θ' avec la normale au faisceau incident donné par :

$$\theta' = \text{Arcsin} \frac{v_s \Delta n}{\lambda_0 f} \quad (\text{VI} - 2)$$

et un angle θ avec la direction du champ électrique ;

$$\theta \approx \theta' + \frac{\sin i}{n} \quad (\text{VI} - 3)$$

La fréquence acoustique est, pour sa part, donnée par :

$$f \approx \frac{v_s}{\lambda_0} \sqrt{(\Delta n)^2 + (i_i + i_d)^2} \quad (i_i \text{ et } i_d \text{ valeurs algébriques}) \quad (\text{VI} - 4)$$

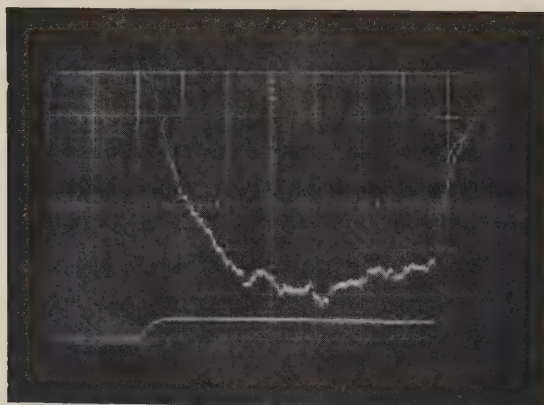
VI-4-2- Méthode de mesure

Les signaux produits par le photomultiplicateur évoluent continuellement en fonction du temps pendant l'application de l'impulsion de tension THT ce qui rend inopportun l'emploi d'un détecteur de crête. Le signal est donc enregistré sur un oscilloscope à mémoire puis photographié afin de pouvoir en suivre les variations en fonction des paramètres extérieurs.

Ces paramètres, très nombreux, sont par exemple : le temps, la conductivité, le champ électrique, la fréquence acoustique, la direction de propagation dans le cristal, la position du spot laser par rapport aux électrodes, etc...

VI-4-3- Cas des cristaux du groupe 2

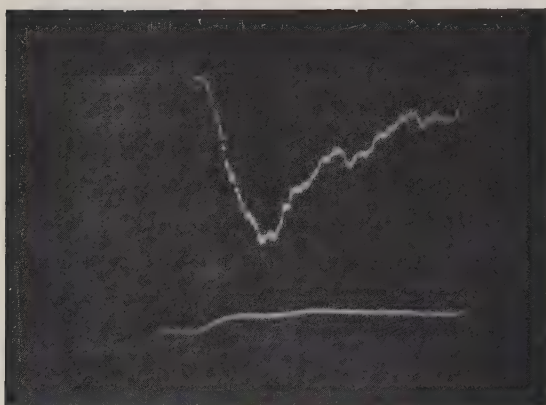
Ces cristaux présentent, rappelons le, deux paliers de saturation qui apparaissent quasi simultanément pour une même valeur du champ électrique. Le paramètre essentiel est la conductivité du cristal.



Pic Brillouin

Courant $I = f(t)$

Fig 71 Cristal II . Pic Brillouin dans le cas d'une seule saturation
(conductivité de l'ordre de $10^{-4} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$)



Pic Brillouin

Courant $I = f(t)$

Fig 72 Cristal II . Pic Brillouin dans le cas de deux saturations
(conductivité de l'ordre de $10^{-5} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$)

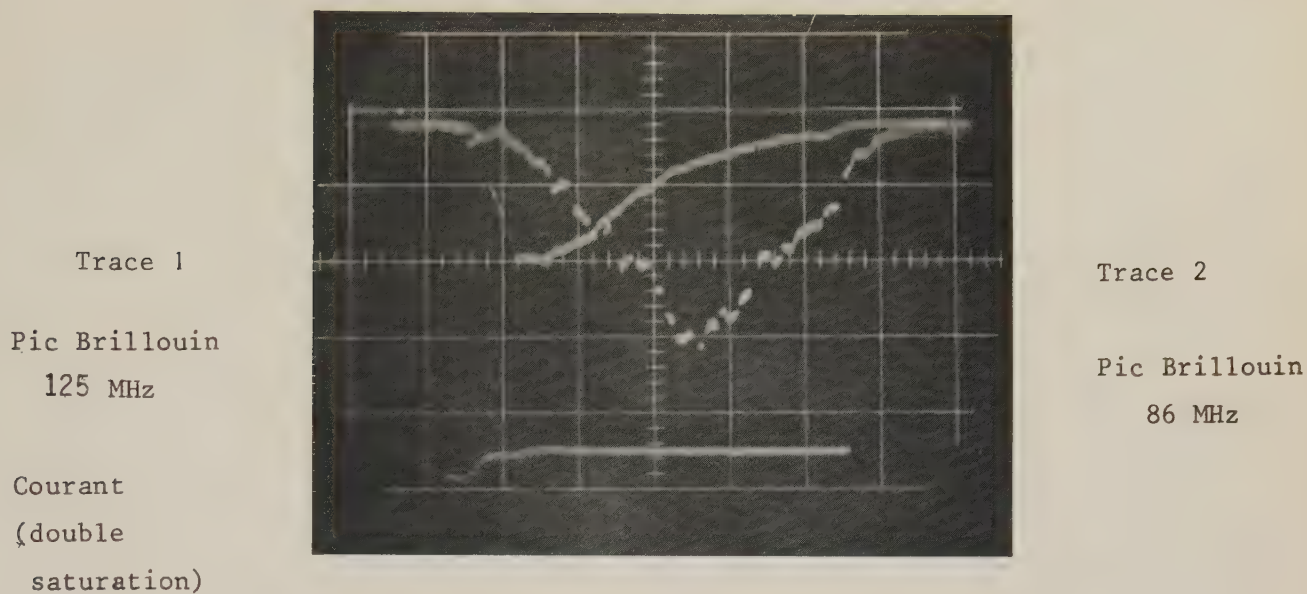


Fig 73 Cristal II . Transfert de la puissance acoustique
de 125 MHz à 86 MHz

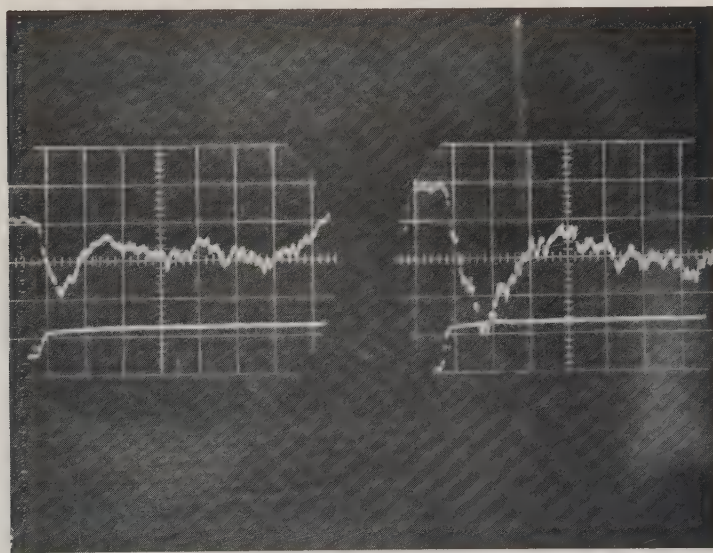


Fig 74 Cristal II . Mise en évidence des phénomènes non linéaires caractérisés
par la remontée du "pic Brillouin" $E = 1000 \text{ v/cm}$
A gauche $\sigma = 3.10^{-5} (\Omega\text{cm})^{-1}$
A droite $\sigma = 4,2.10^{-5} (\Omega\text{cm})^{-1}$
Echelle verticale : Brillouin $0,005 \text{ v/cm}$, courant $0,01 \text{ v/cm}$,
balayage $50 \mu\text{s/cm}$

La figure 71 représente l'allure du pic Brillouin pour des conductivités relativement fortes $10^{-4} (\Omega \text{ cm})^{-1}$ c'est-à-dire lorsqu'il n'existe qu'une seule saturation. Le signal apparaît dès la saturation et reste sensiblement constant jusqu'à la fin de l'impulsion.

Pour une conductivité plus faible, $\sigma \approx 10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$ (fig 72), le pic Brillouin apparaît avec la première saturation et décroît quand la seconde saturation apparaît. Dans tous les cas, les directions acoustiques que nous avons pu détecter sont contenues dans le plan perpendiculaire à $\vec{C}$. Nous n'avons jamais pu observer de modes acoustiques hors de ce plan, c'est-à-dire en fait que le signal Brillouin décroît très vite quand on s'éloigne de ce plan privilégié.

Nous obtenons donc deux résultats essentiels qui sont :

- le fait que l'amplitude des modes responsables de la première saturation diminue quand la deuxième saturation apparaît,
- le fait que le courant ne reprend pas sa valeur initiale mais qu'au contraire la saturation s'accroît.

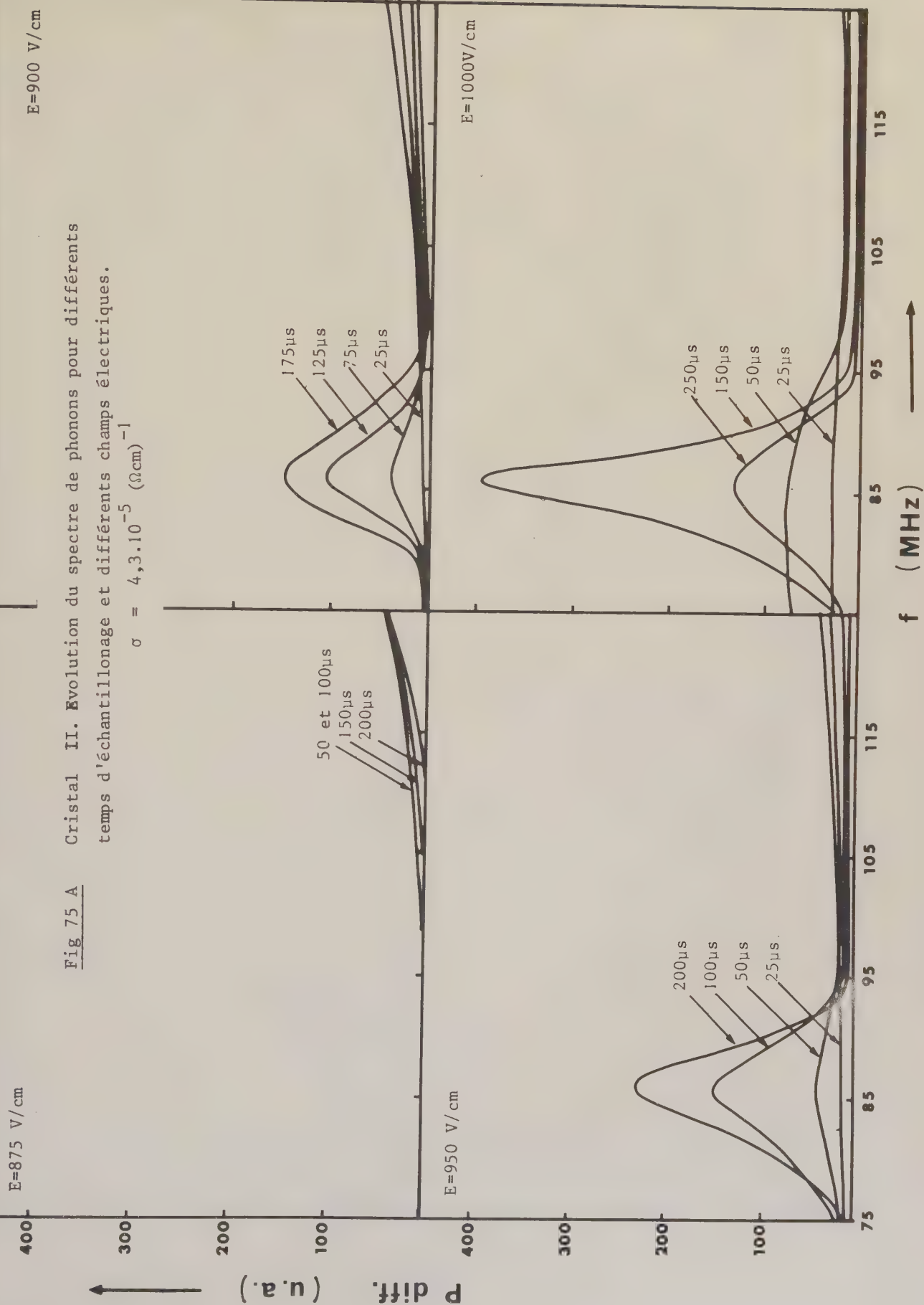
Ceci prouve que le piégeage des porteurs ne décroît pas mais qu'au contraire, il doit y avoir piégeage supplémentaire par un autre mode acoustique qui ne peut être, selon toute vraisemblance, qu'à une fréquence inférieure (diminution de σ).

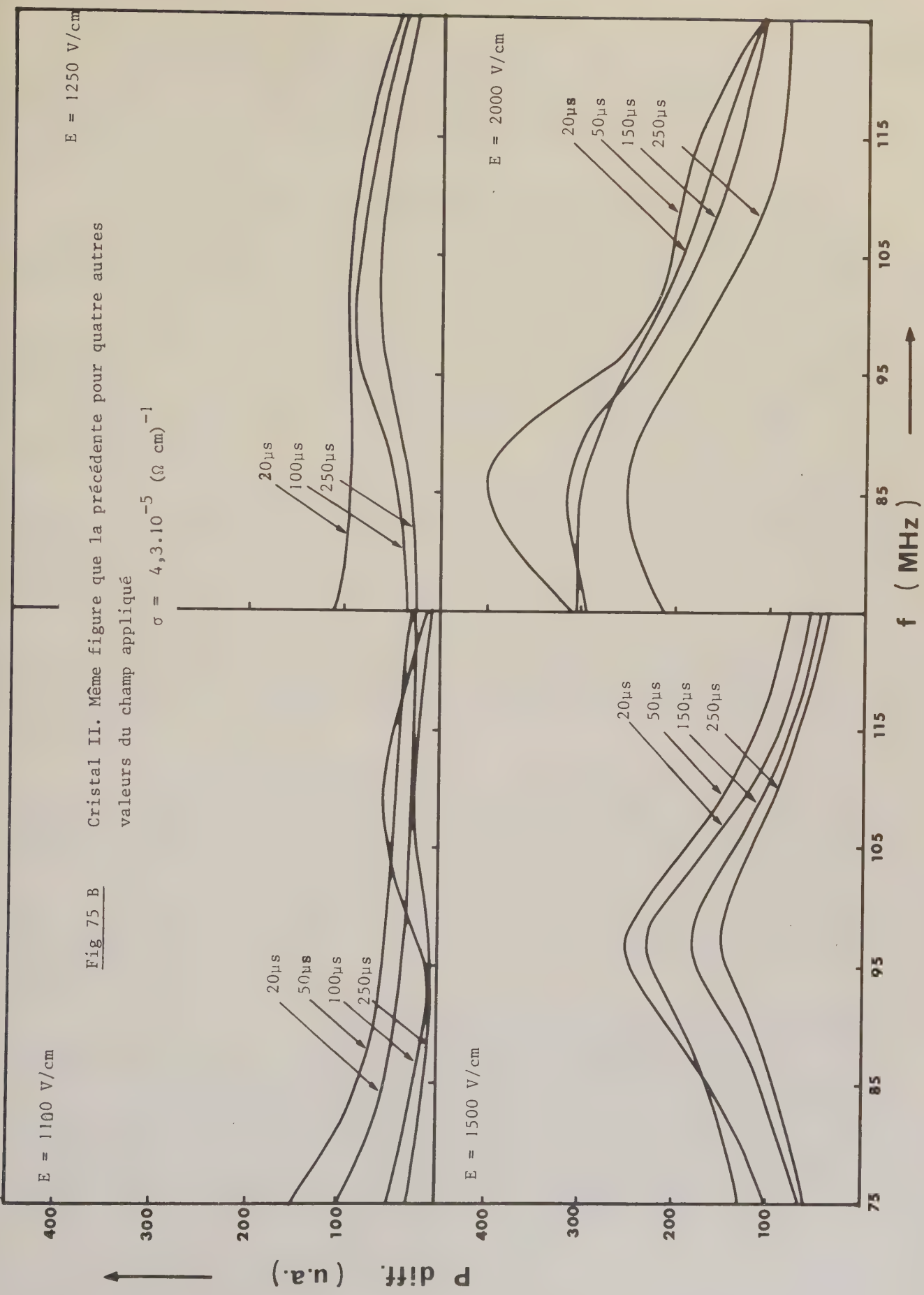
Nous avons effectivement réussi à mettre en évidence ce transfert de modes acoustiques et le processus est illustré sur la figure 73. Le premier pic Brillouin dans le temps correspond à la première saturation et est produit par un mode acoustique de fréquence $f = 125 \text{ MHz}$ se propageant à 37° du champ électrique dans le plan perpendiculaire à $\vec{C}$. Le deuxième pic Brillouin dont la croissance coïncide avec l'apparition de la deuxième saturation et avec la décroissance du premier, correspond à un mode centré sur 85 MHz qui se propage à 31° du champ électrique. Ce deuxième pic passe à son tour par un maximum et décroît à cause de la reconversion vers les basses fréquences.

Les limites de notre appareillage ainsi que la limitation fondamentale due à la conservation des $\vec{k}$, ne nous ont pas permis de suivre cette reconversion, mais ces fréquences basses se manifestent par la présence d'ordres de diffraction multiples qui produisent une fluctuation du signal principal (fig 74).

Fig 75 A Cristal II. Evolution du spectre de phonons pour différents temps d'échantillonnage et différents champs électriques.

$$\sigma = 4,3 \cdot 10^{-5} (\Omega \text{cm})^{-1}$$





La figure 75A représente l'évolution du spectre de phonons avec la durée τ entre l'application de l'impulsion et l'échantillonnage, ainsi qu'avec le champ électrique. Tous les modes détectés sont des modes hors axe situés entre 31° et 37° .

Notre fenêtre de détection est limitée vers les hautes fréquences à 125 MHz car les angles hors axe très importants (30° à 40°), entraînent très rapidement la réflexion totale du faisceau diffracté sur les faces du cristal.

Il apparaît néanmoins très nettement que, pour le champ $E = 875 \text{ V cm}^{-1}$ c'est-à-dire pour un champ à peine supérieur au seuil $v_s/\mu \cos \theta$, le spectre de phonons est centré vers 150 MHz alors qu'à champ plus fort, il se produit un glissement vers les basses fréquences avec une nouvelle distribution centrée sur 85 MHz.

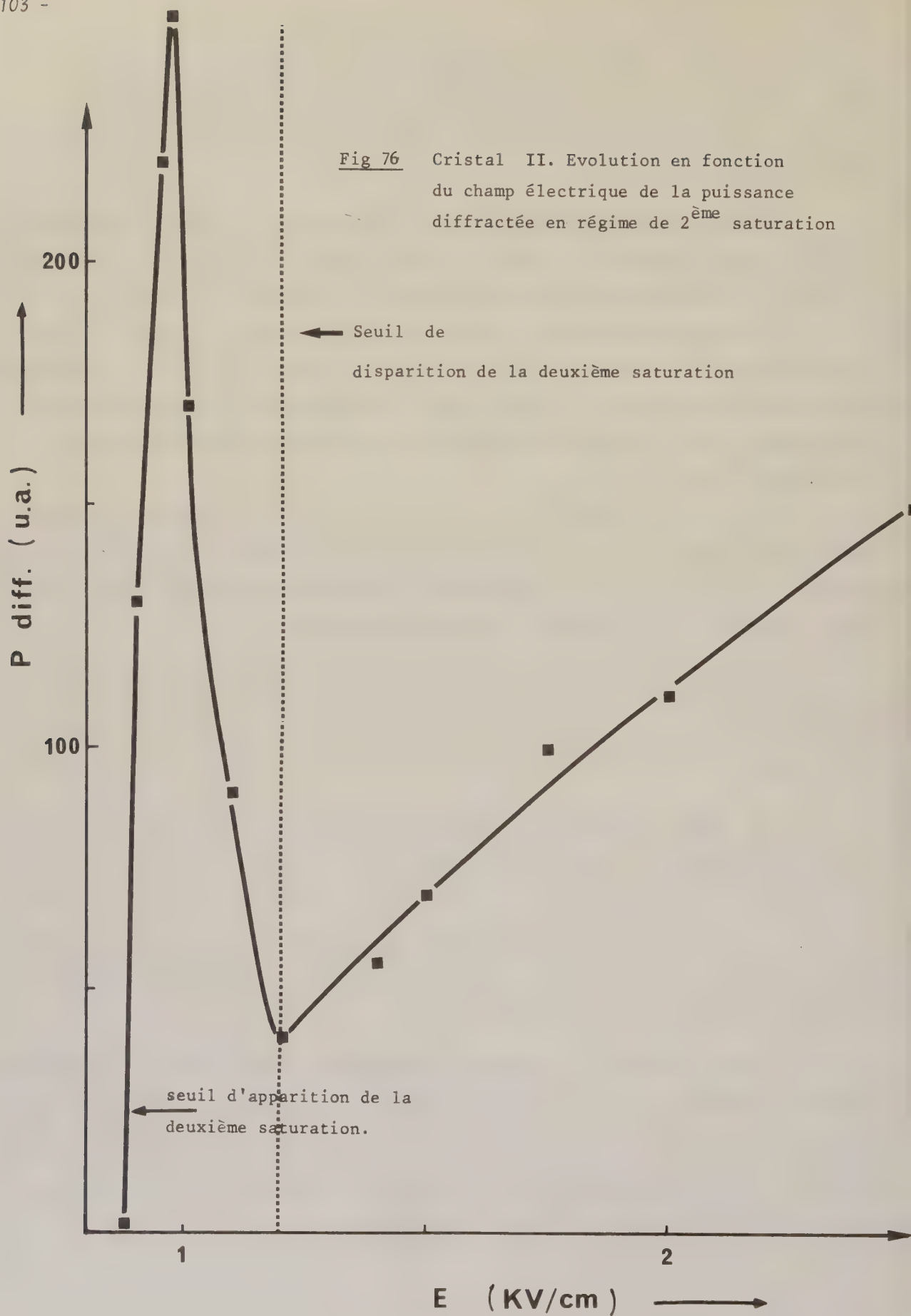
Nous avons considéré jusqu'ici que les deux saturations apparaissent simultanément. En fait cela n'est pas tout à fait exact et c'est ainsi que pour $E = 875 \text{ V cm}^{-1}$ on n'observe que la première saturation alors que pour $E = 900 \text{ V cm}^{-1}$ la deuxième saturation apparaît.

La distribution de phonons centrée sur 85 MHz correspond à cette deuxième saturation et est constituée par des modes à 34° de $\vec{E}$ alors que la première distribution centrée sur 150 MHz environ, correspond à des modes à 37° de $\vec{E}$.

La figure 75B montre l'évolution du spectre acoustique quand on continue à augmenter le champ électrique. Pour $E = 1100 \text{ V cm}^{-1}$ il ne reste plus qu'une seule saturation et la distribution centrée sur 85 MHz a disparu.

On constate en particulier sur les courbes correspondant aux échantillonnages après 100 et 250 μs que le centre de la distribution glisse vers les basses fréquences quand E croît.

Sur la figure 76, nous avons représenté l'évolution de l'amplitude relative du centre de la distribution à 85 MHz en fonction du champ électrique. Cette figure montre clairement la corrélation entre l'existence de la deuxième saturation et celle des modes acoustiques hors axe autour de 85 MHz. Signalons enfin que le glissement en fréquence s'accompagne d'une légère rotation du flux acoustique comme en témoigne le tableau I.



Fréquence (MHz)	125	110	97	86	75
Position hors axe (°)	37	35	35	34	31

TABLEAU I

Nous avons déjà observé ce phénomène de rotation accompagnant le glissement en fréquence dans le cas d'échantillons semiconducteurs et nous verrons qu'il est extrêmement net pour les échantillons photoconducteurs du premier groupe.

Nous allons maintenant nous limiter à une description qualitative en ce qui concerne l'évolution en fonction de la conductivité.

Pour $2,8 \cdot 10^{-5} < \sigma < 8,5 \cdot 10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$ on obtient les deux saturations avec des spectres acoustiques en direction et en fréquence sensiblement identiques.

Pour $\sigma \approx 10^{-4} (\Omega \text{ cm})^{-1}$ la deuxième saturation disparaît ainsi que la distribution de phonons centrée sur 85 MHz. D'autre part, le champ critique de la première saturation décroît brusquement et passe de E_{c_1} à E'_{c_1} avec :

$$\frac{E'_{c_1}}{E_{c_1}} \approx \cos 35^\circ \approx 0,82$$

Nous avons vérifié par effet Brillouin que les modes acoustiques amplifiés sont alors effectivement des modes axiaux ce qui explique la décroissance du champ de seuil dans le rapport $\cos \theta$.

Pour compléter cette étude, nous avons représenté l'évolution de l'énergie acoustique dans l'échantillon en fonction de la distance cathode-anode pour diverses valeurs de la conductivité et du champ électrique.

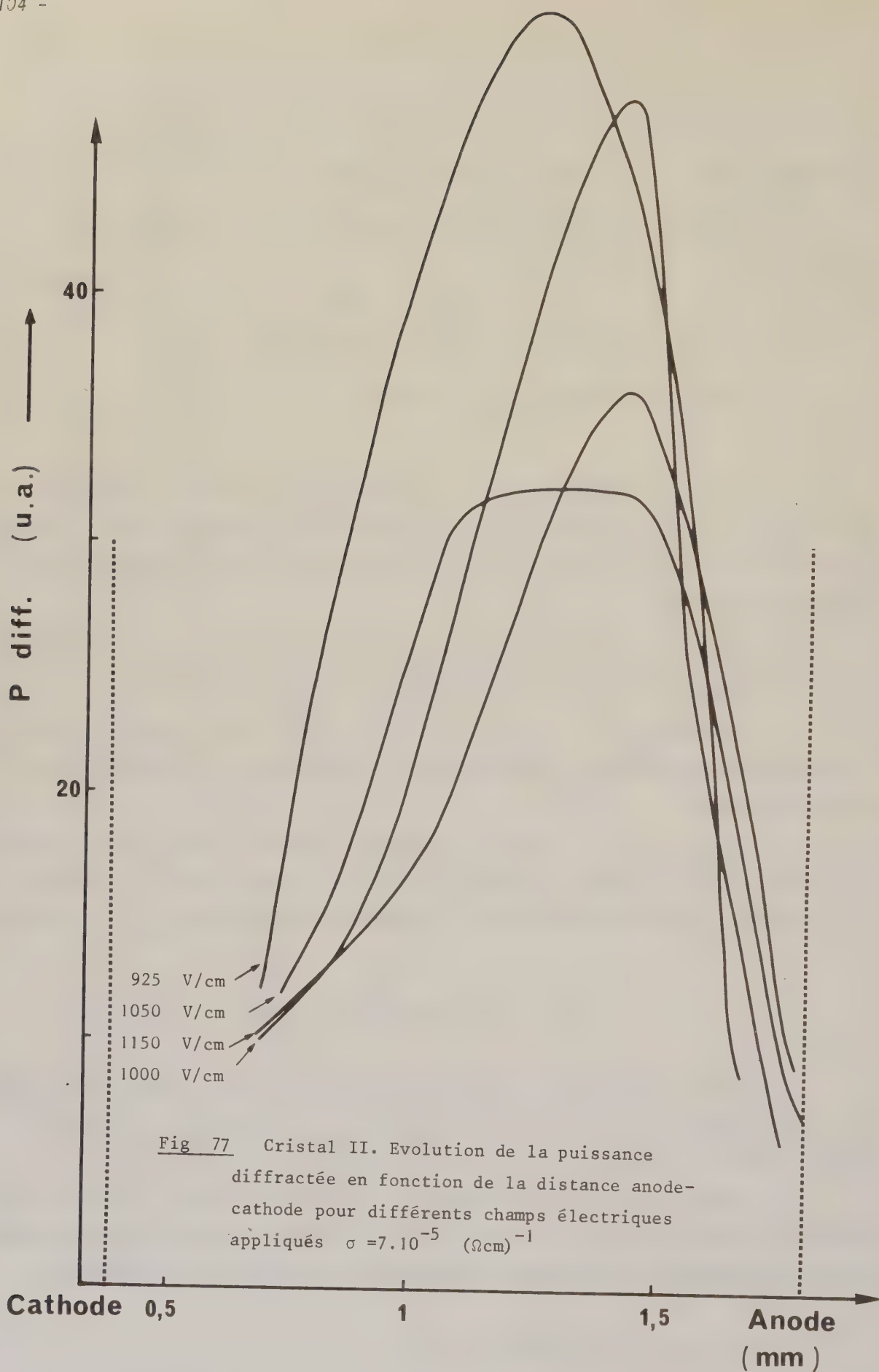


Fig 77 Cristal II. Evolution de la puissance diffractée en fonction de la distance anode-cathode pour différents champs électriques appliqués $\sigma = 7.10^{-5} (\Omega\text{cm})^{-1}$

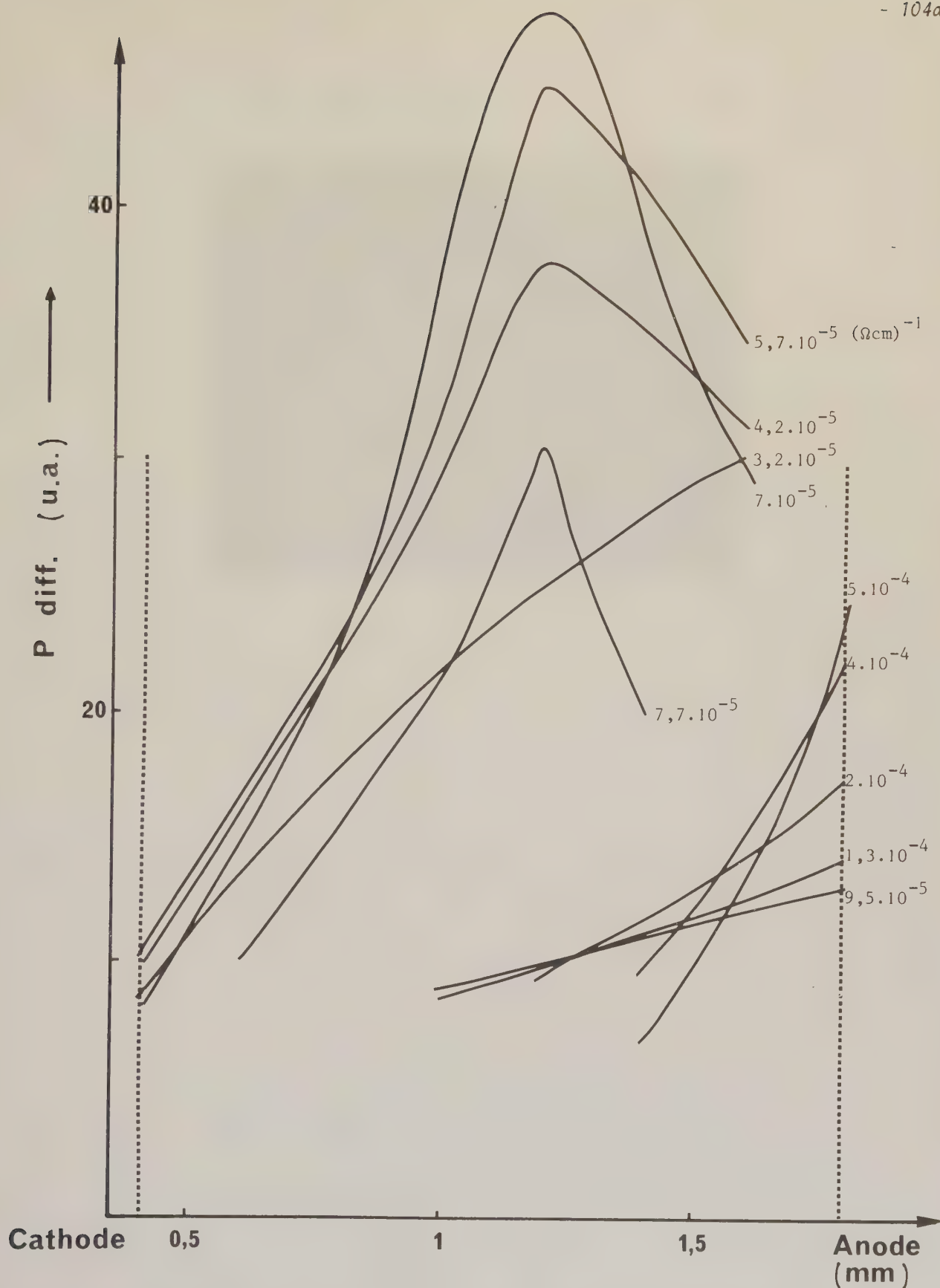


Fig 78

Cristal II. Evolution de la puissance diffractée en fonction de la distance cathode - anode pour différentes conductivités
 $E = 1000 \text{ V/cm}$

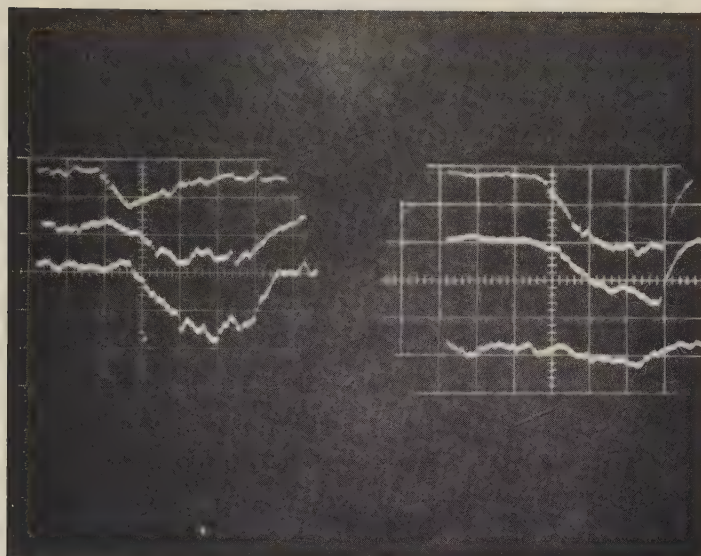


Fig 79 Cristal I. Déplacement dans le temps des pics d'effet Brillouin en fonction de la fréquence
 $E = 1000 \text{ V/cm}$ $\sigma = 7 \cdot 10^{-5} (\Omega\text{cm})^{-1}$

Fréquence	Angle	Fréquence	Angle
	hors d'axe		hors d'axe
140 MHz	5°	83 MHz	36°
110 MHz	12°30'	68 MHz	53°
100 MHz	26°	63 MHz	59°

Echelle verticale 0,005 V/cm balayage 50 $\mu\text{s/cm}$

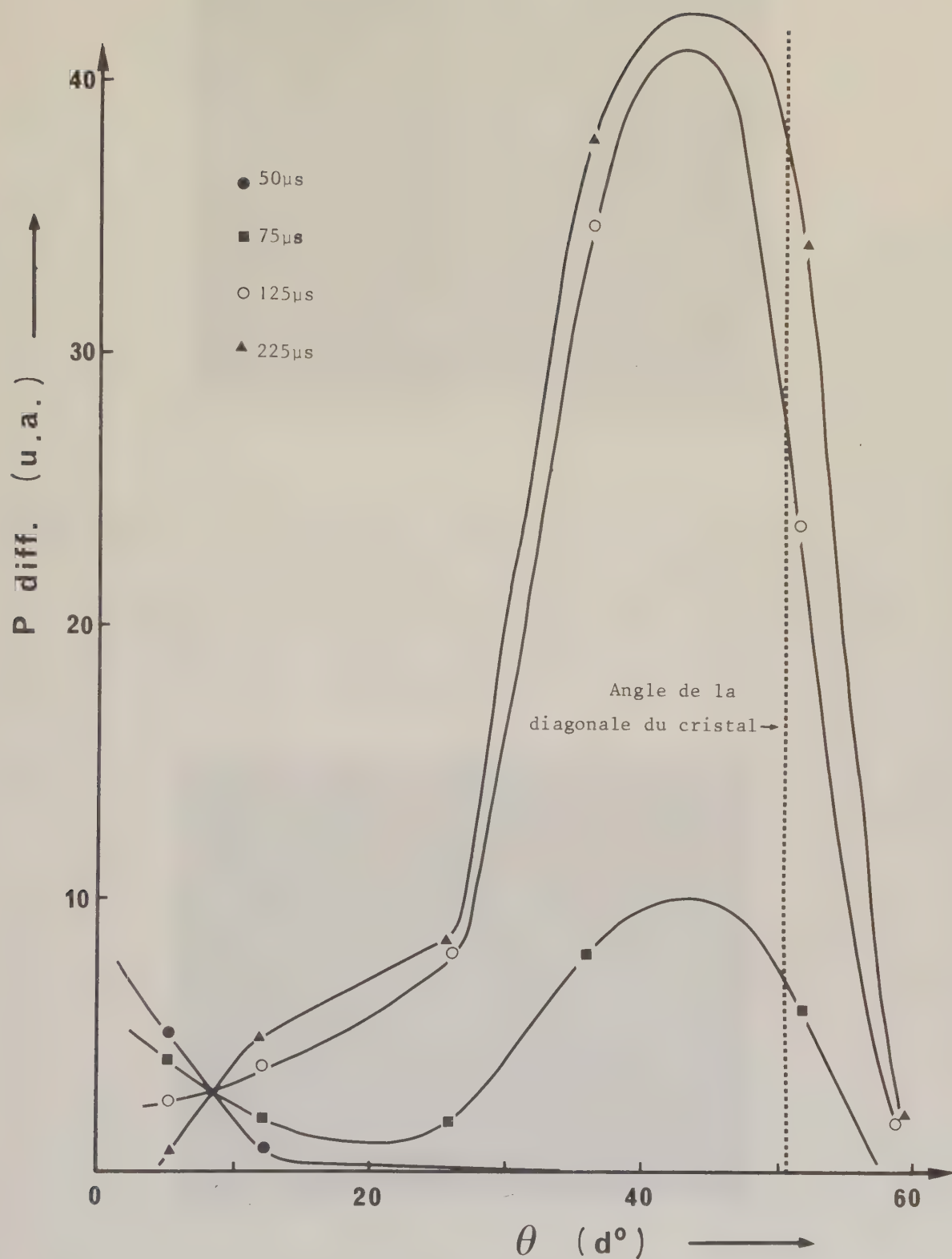


Fig 80 Cristal I . Rotation de la direction du flux acoustique en fonction de l'angle hors d'axe, pour différents temps d'échantillonnage, en régime de première saturation du courant.

$$\sigma = 7.10^{-5} (\Omega\text{cm})^{-1}$$

$$E = 1000 \text{ V/cm}$$

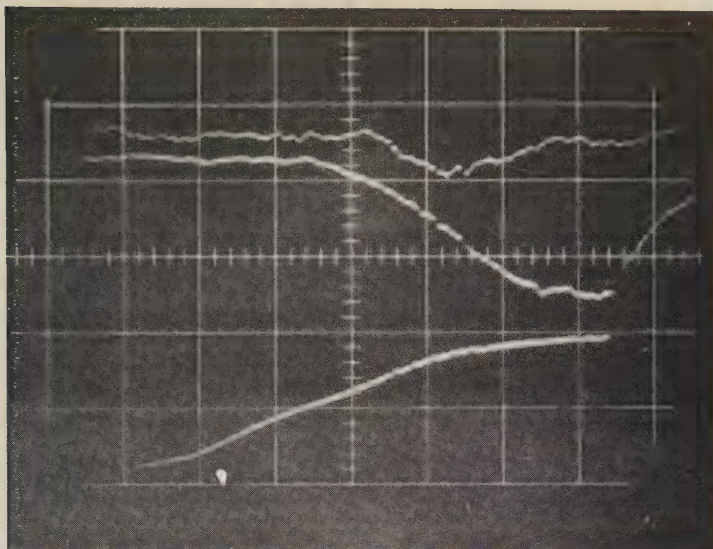


Fig 81 Cristal I. Pics Brillouin associés aux deux saturations
 trace supérieure : Fréquence 140 MHz, $\theta = 5^\circ$, échelle 0,005V/cm
 trace intermédiaire : Fréquence 75 MHz, $\theta = 43^\circ$, échelle 0,02 V/cm
 trace inférieure : courant 0,02 V/cm, $\sigma = 7 \cdot 10^{-5} (\Omega \text{cm})^{-1}$
 $E = 1000 \text{ V/cm}$ balayage $50 \mu\text{s/cm}$

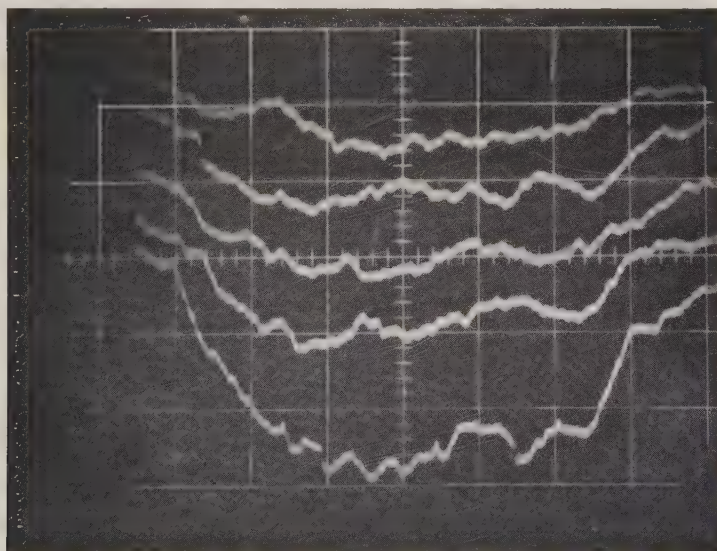


Fig 82 Pics Brillouin associés à l'apparition d'une troisième saturation
 $\sigma = 7 \cdot 10^{-5} (\Omega \text{cm})^{-1}$ fréquence = 57 MHz $\theta = 75^\circ$
 De haut en bas : $E = 1650, 1950, 2250, 2550, 2850 \text{ V/cm}$
 Echelle horizontale 0,005 V/cm balayage $50 \mu\text{s/cm}$

L'allure de cette distribution est sensiblement indépendante du mode acoustique considéré (fig 77 et 78). On voit très nettement sur la figure 78, le changement de régime à une conductivité de l'ordre de $8,5 \cdot 10^{-5}$ et ce changement correspond à la disparition de la deuxième saturation.

VI-4-4- Cas des cristaux des groupes 1 et 3

L'étude par effet Brillouin de ces cristaux est assez complexe et nous nous contenterons de rapporter les faits essentiels qui permettent d'aboutir à une interprétation cohérente des multisaturations. Pour les mêmes raisons que précédemment, nous nous limiterons à l'étude des cristaux de faible conductivité ($\sigma < 10^{-4} (\Omega \text{ cm})^{-1}$).

On peut dégager quatre résultats essentiels qui sont :

1°) le fait que comme pour les cristaux du groupe 2, les modes acoustiques sont localisés dans le plan perpendiculaire à $\vec{C}$. La différence est que l'on observe ici, d'une part des modes hors axe (40 à 50°), et, d'autre part des modes axiaux.

2°) les modes responsables de la première saturation évoluent au cours du temps en direction et en fréquence. Cette évolution est illustrée sur les figures 79 et 80 obtenues avec un champ de 1000 V cm^{-1} . Ce champ, à peine supérieur au seuil, a été choisi pour que l'évolution ne soit pas trop rapide et son amplitude est insuffisante pour produire la deuxième saturation. Pendant les 50 premières microsecondes qui suivent la chute du courant, les modes acoustiques sont des modes axiaux autour de 140 MHz . Ces modes axiaux disparaissent ensuite en laissant place à des modes hors axe (45° environ) voisins de 75 MHz . Ces modes hors axe croissent jusqu'à la fin de l'impulsion.

3°) A champ électrique plus élevé apparaît la deuxième saturation qui, rappelons le, est ici chronologiquement la première. Pour une conductivité $\sigma = 7 \cdot 10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$, les modes liés à cette deuxième saturation sont des modes hors axe à 43° environ centrés sur 75 MHz (fig 81 et 83 courbe a)

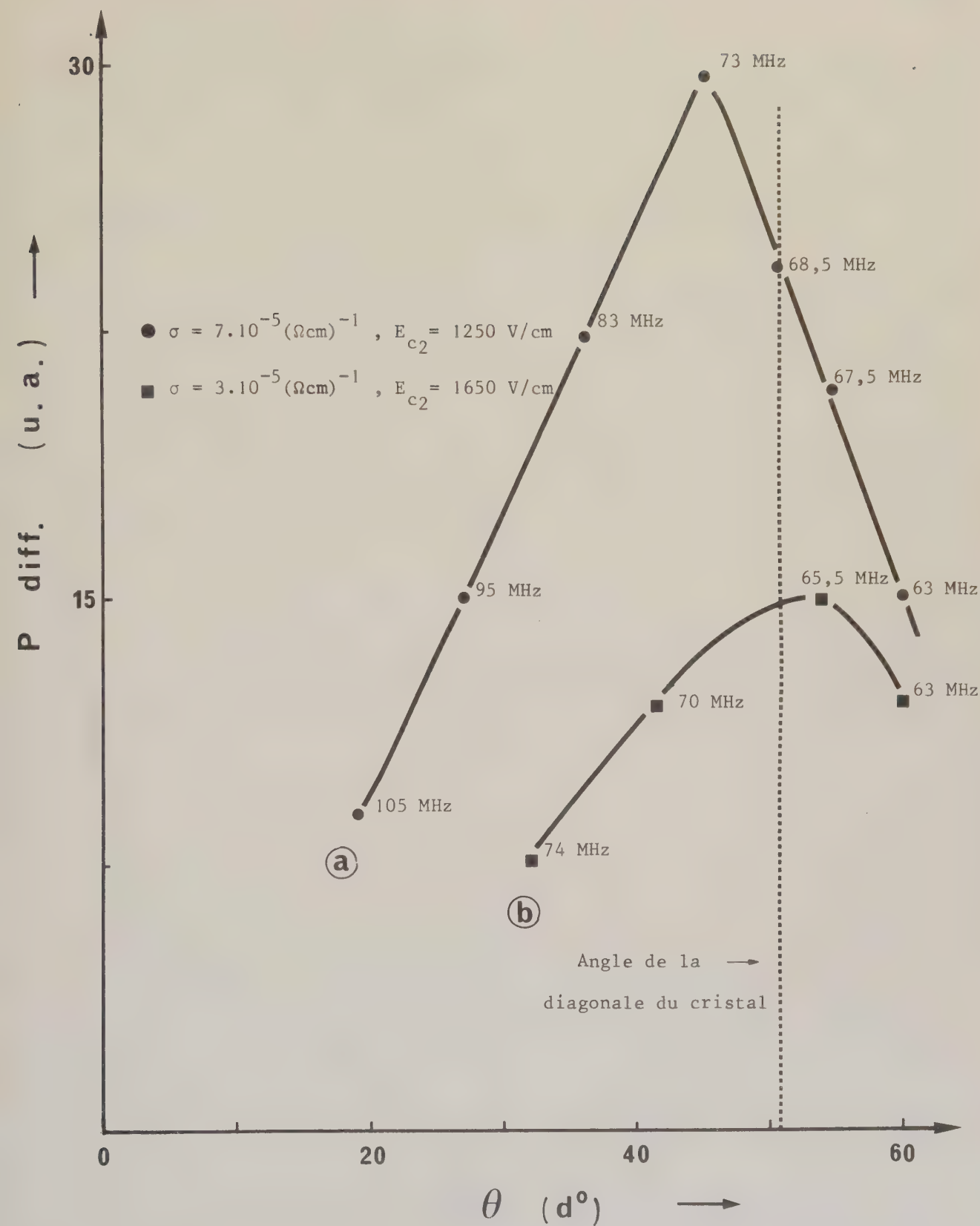


Fig 83 Cristal I . Répartition de l'énergie acoustique 50 μs après le début du régime de seconde saturation du courant

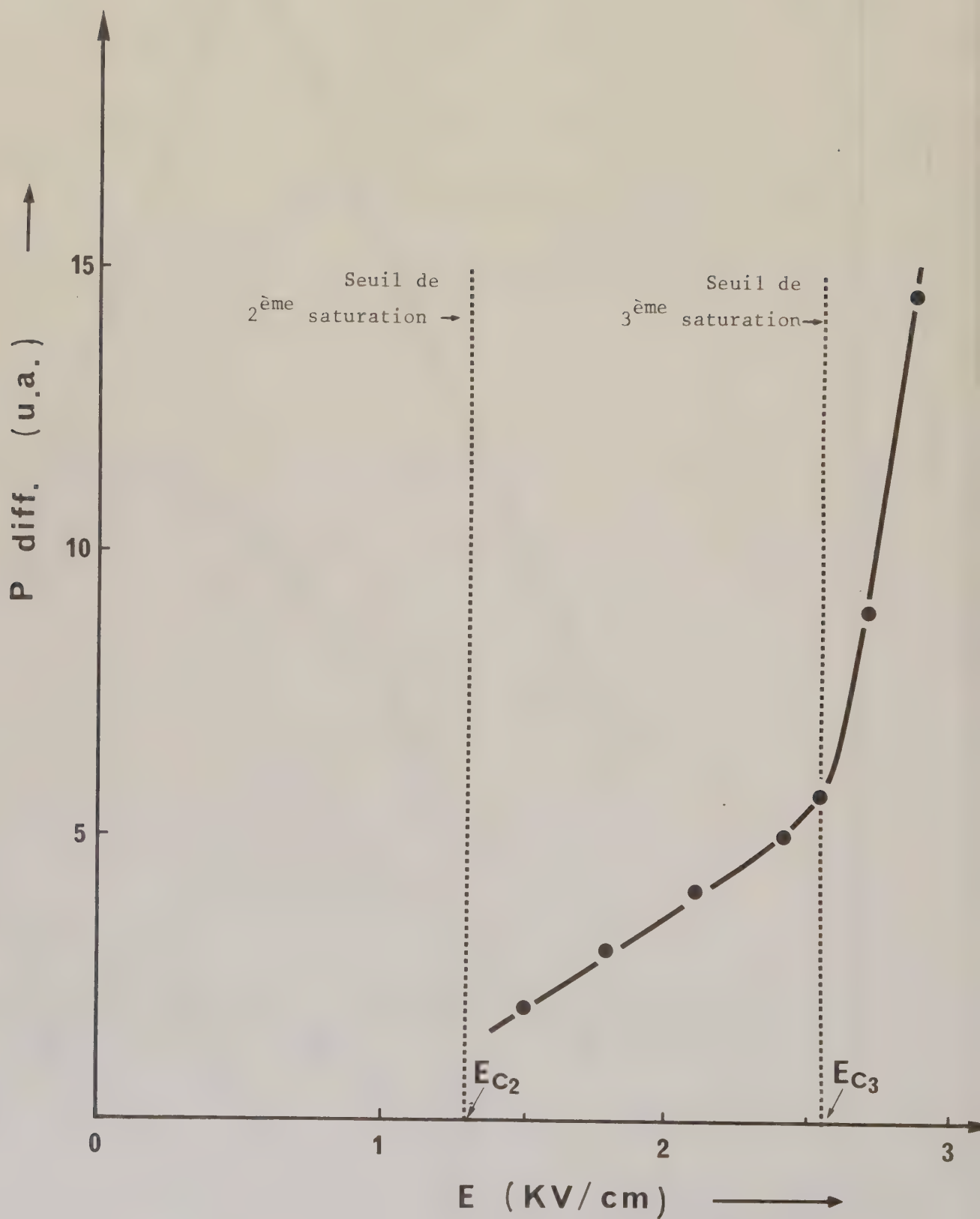


Fig 84 Cristal I . Croissance du flux acoustique à 75° liée à la 3^{ème} saturation du courant

Cette distribution évolue d'ailleurs avec le champ électrique et la conductivité (fig 83 courbe b). Les modes liés à la première saturation sont des modes quasi axiaux centrés sur 140 MHz.

Chronologiquement, on commence donc par amplifier des basses fréquences en hors axe puis des fréquences plus élevées sur l'axe.

4°) une troisième saturation apparaît en augmentant suffisamment le champ électrique pour que les temps d'incubation de la première et de la deuxième deviennent supérieurs à la durée de l'impulsion. Il est d'ailleurs possible d'observer simultanément les trois saturations avec une durée d'impulsion convenable.

Les modes associés à cette troisième saturation sont à fréquence très basse, 57 MHz, (limite de détection 50 MHz) et correspondent à des angles hors axe très importants (75° environ).

Les figures 82 et 84 montrent la croissance rapide de l'amplitude de ces modes après E_{c_3} .

La forte valeur des champs appliqués, 3000 V cm^{-1} , à la limite du claquage du cristal, ne nous a permis qu'un nombre restreint de mesures dans ce domaine.

C H A P I T R E V I I

INTERPRETATION ET DISCUSSION

Toutes les expériences que nous venons de décrire démontrent clairement le rôle fondamental joué par les modes acoustiques hors axe dans les phénomènes de multisaturation de la caractéristique I (V).

Ceci confirme donc notre hypothèse exposée au chapitre II mais l'infirmes en ce qui concerne la nature exacte des modes hors axe responsables. Rappelons en effet que notre raisonnement était essentiellement basé sur l'anisotropie du coefficient de couplage $K^2(\theta)$ dans le plan $(\vec{E}, \vec{C})$. Or la diffraction Brillouin montre que les seuls modes acoustiques amplifiés sont dans le plan perpendiculaire à $\vec{C}$. Ceci constitue à priori un résultat surprenant puisque K^2 est isotrope dans ce plan de base. Il n'est donc plus question d'invoquer des directions amplifiées de façon préférentielle. La seule variation de α ne peut provenir que de $\mu E \cos \theta$ et, au moins à faible champ, les modes axiaux devraient être prépondérants. Il est donc nécessaire de considérer plus en détail la croissance des modes acoustiques en tenant compte en particulier des réflexions sur les faces latérales qui, nous l'avons vu, jouent un rôle essentiel.

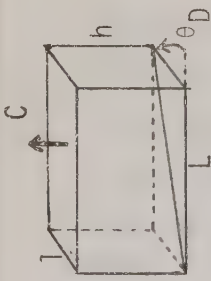
Auteurs					Champs critiques moyens observés			Angle hors axe correspondant		Courbe $1/\tau_2 = f(E)$	μ cm^2/Vs	Conductivités explorées $(\Omega \text{ cm})^{-1}$
	L mm	l mm	h mm	θ_D d°	E_{C1} V/cm	E_{C2} V/cm	E_{C3} V/cm	$\text{Arcos } \frac{E_{C1}}{E_{C2}}$ d°	$\text{Arcos } \frac{E_{C1}}{E_{C3}}$ d°			
T. ISHIGURO ⁽⁸⁾	1	2	0,6	63,5°	1000	2100		61,5°		linéaire	175	$7 \cdot 10^{-5}$ à $3,4 \cdot 10^{-4}$
T. ISHIGURO ⁽⁴⁾	5	2,1	1,1	23°	2500	2900		30°		en cloche	70	$5,4 \cdot 10^{-5}$
S. FUKUNAGA ⁽⁹⁾					1000	1700	3000	54°	70°	en cloche	175	$1,4 \cdot 10^{-5}$ à $4,5 \cdot 10^{-5}$
B. AUTIN ⁽¹⁰⁾	3,2	5	5	57,5°	650	1220		58°		en cloche	270	10^{-5} à $1,1 \cdot 10^{-4}$
R. CARRIERE ⁽¹⁷⁾	1,76	3,5	3,3	63,5°	950	2200		64°		linéaire	180	$6,4 \cdot 10^{-5}$ à $1,1 \cdot 10^{-4}$
J. ATTAL :	1,76	2,2	3,3	51°	1000	1500	2800	50°	69°	en cloche	175	$3 \cdot 10^{-5}$ à 10^{-4}

TABLEAU II

L'étude du coefficient de réflexion permet de comprendre immédiatement la localisation des modes acoustiques dans le plan perpendiculaire à $\vec{C}$. En effet, une onde acoustique transverse se propageant dans ce plan donne par réflexion une seule onde transverse de même polarisation avec un coefficient de réflexion égal à 1 quel que soit l'angle d'incidence⁽¹³³⁾. Au contraire pour tout autre plan une onde transverse engendre par réflexion une onde longitudinale et une onde transverse d'amplitude plus faible et de polarisation différente. Les mécanismes invoqués impliquant n aller - retours ce sont donc les modes contenus dans le plan perpendiculaire à $\vec{C}$ qui subissent les pertes par réflexion les plus faibles.

Essayons maintenant de comprendre la raison de certaines directions privilégiées et commençons pour cela par examiner le tableau II sur lequel nous avons reporté les caractéristiques géométriques et le rapport E_{c_2}/E_{c_1} des champs critiques de la deuxième et de la première saturation. Ces résultats concernent l'ensemble des travaux publiés sur la question. On constate dans quatre cas sur six une coïncidence entre l'angle θ_D de la diagonale dans le plan perpendiculaire à $\vec{C}$ et $\text{Arccos } E_{c_1}/E_{c_2}$. Compte tenu de l'isotropie de la vitesse du son dans ce plan ceci fait penser, pour ces cristaux du groupe 1, à une contribution des modes axiaux pour la première saturation et à une contribution des modes se propageant suivant la diagonale pour la deuxième saturation.

Rappelons qu'en ce qui concerne notre échantillon du groupe 1, qui est le seul sur lequel ont été effectuées des mesures de diffraction Brillouin, celles-ci (fig 80 et 83) confirment pleinement que la première saturation est liée aux modes axiaux et la seconde aux modes diagonaux. Il y a donc là plus qu'une coïncidence et nous allons en montrer la raison par des considérations géométriques simples.

Reportons nous pour cela à la figure 85.

Si le cristal est parfaitement rectangulaire, les réflexions sur les quatre faces orthogonales produisent une distribution homogène de l'énergie acoustique quel que soit le mode considéré (fig 85A).

Si le cristal possède des faces parallèles deux à deux (comme on le vérifie généralement avec soin) mais faisant un angle égal à $\pi/2 - \alpha$ la plus grande diagonale constitue une direction de concentration en énergie acoustique.

Les figures 85 Bb et 85 Bc montrent clairement cet effet de localisation pour des modes quasi diagonaux. Nous n'avons représenté qu'un seul cycle et en fait sur n cycles on passe du cas Bb au cas Bc et réciproquement, avec concentration sur la grande diagonale.

Pour le montrer mathématiquement, considérons le cas d'une onde transverse issue du sommet S_1 dans un angle θ légèrement supérieur à θ_D . Après réflexion sur les faces 3,2,4,1 sa direction est $\theta - 4\alpha$ et après n cycles $\theta - 4n\alpha$. Quand le nombre de cycles est tel que $\theta - 4n\alpha < \theta_D$ on se trouve dans le cas Bc et l'angle réaugmente de 4α à chaque tour jusqu'à ce qu'il soit supérieur à θ_D . Ce mécanisme se poursuit vers un état final dans lequel $\theta \approx \theta_D$.

Nous allons maintenant montrer que ce modèle permet d'interpréter la quasi totalité des effets associés aux multisaturations dans le CdS photoconducteur.

VII - 1 - Cristaux des groupes 1 et 3⁽¹³⁴⁾

a) $\tau_2 < \tau_1$

Expliquons tout d'abord pourquoi le temps d'incubation de la deuxième saturation, τ_2 , est inférieur au temps d'incubation de la première, τ_1 .

A faible champ, seuls sont amplifiés les modes axiaux avant que n'apparaisse la première saturation. Quand le champ atteint une valeur suffisante, les modes quasi diagonaux sont d'abord amplifiés et l'effet géométrique de concentration produit une croissance beaucoup plus rapide de la densité d'énergie acoustique dans la direction diagonale. Le piégeage des porteurs dans cette direction se manifeste donc plus rapidement que dans la direction parallèle à $\vec{E}$.

b) $1/\tau_2 = f(E)$, condition d'existence de la double saturation

La figure 86 représente en coordonnées polaires dans le plan perpendiculaire à $\vec{C}$, la variation du gain aller - retour donnée par la formule de D.L. WHITE pour deux valeurs de la conductivité et trois valeurs du champ appliqué.

- Ces trois valeurs du champ sont, pour $\sigma = 10^{-5} (\Omega \text{ cm})$, supérieures au champ optimum d'amplification des modes axiaux, de telle sorte que les modes hors axe qui ne voient que $E \cos \theta$ sont mieux amplifiés. Cette condition est donc extrêmement favorable au déclenchement de la deuxième saturation avec un temps τ_2 inférieur à τ_1 . Nous constatons également que le gain est, pour cette conductivité, très sélectif en fonction de la direction de propagation. Il en résulte que, dès que la direction optimale d'amplification s'écarte trop de la diagonale du cristal, le temps d'incubation recroît, justifiant ainsi la courbe en cloche de $1/\tau_2$ en fonction de E . Toutefois, dans le cas des expériences de T. ISHIGURO⁽⁸⁾ et R. CARRIERE⁽¹⁷⁾ faites à faible conductivité ($\sigma \approx 5 \cdot 10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$), le maximum de $1/\tau_2$ n'a pas été observé car les diagonales sont à 64° hors axe ce qui implique des champs de l'ordre de 3000 V/cm pour observer la recroissance de τ_2 . Ces champs sont très difficiles à atteindre sans claquer l'échantillon. Par contre, T. ISHIGURO⁽⁴⁾, S. FUKUNAGA⁽⁹⁾, B. AUTIN⁽¹⁰⁾ et nous-mêmes, avec des angles de diagonale compris entre 30° et 58° et de meilleures mobilités, avons tous observé ce maximum.

- Pour $\sigma \approx 10^{-4} (\Omega \text{ cm})^{-1}$, l'anisotropie de $\alpha(\theta)$ est beaucoup moins marquée (fig 86B) c'est-à-dire que les conditions sont moins favorables à une importante domination des modes diagonaux. Ceci explique d'ailleurs qu'aux conductivités plus fortes la double saturation disparaisse. Nous constatons de plus que, comparativement au cas de la figure 86A, à champ électrique égal, la direction donnant le maximum de gain est moins hors axe. Cela est dû à la valeur plus élevée du champ optimum d'amplification et explique le fait que l'on ne puisse observer expérimentalement le maximum de $1/\tau_2$.

$$c) \frac{E_{c_2}}{E_{c_2}} = f(\sigma)$$

Rappelons que la décroissance de E_{c_2} en fonction de σ était l'argument essentiel en faveur de la théorie quantique. Cette décroissance s'interprète ici très naturellement. En effet, quand la conductivité croît, le gain aller - retour croît dans toutes les directions et le niveau critique sera atteint dans une direction θ moins hors axe que la diagonale. Ceci est démontré par les résultats de la diffraction Brillouin de la figure 83. Pour les deux valeurs utilisées de la conductivité :

$$\frac{E'_{c_2}}{E_{c_2}} = \frac{1250}{1650} = 0,76 \quad \text{et} \quad \frac{\cos \theta'}{\cos \theta} = \frac{\cos 54^\circ}{\cos 44^\circ} = 0,82.$$

Compte tenu des marges d'erreur l'accord est très satisfaisant.

d) troisième saturation

La figure 85C montre qu'il peut exister un autre mécanisme de localisation de l'énergie acoustique autour des directions du type S_1 M.

Les mesures d'effet Brillouin sur notre échantillon donnent une direction $\theta \approx 75^\circ$ contre 70° géométriquement et 69° pour $\text{Arccos } E_{c_1}/E_{c_3}$.

Si la taille des cristaux est telle que l'angle θ_3 excède 75° environ, la variation du cosinus entraîne une croissance très rapide de E_{c_3} et cette 3ème saturation ne pourra plus être observée. C'est ce qui explique selon nous le caractère assez exceptionnel de l'obtention de cette 3ème saturation.

e) fréquence des modes acoustiques

Dans le cas des cristaux des groupes 1 et 3, où la deuxième saturation se produit chronologiquement la première, la diffraction Brillouin révèle un phénomène surprenant : en effet, la deuxième saturation correspond à des modes hors axe à 50° centrés sur 75 MHz alors que la première correspond à des modes axiaux centrés sur 150 MHz. Il y a donc dans le temps reconversion des basses fréquences vers les hautes fréquences. Ce résultat contradictoire peut être expliqué en tenant compte de l'inhomogénéité de la conductivité de ces échantillons photoconducteurs (schéma VII).

En effet, l'absorption de la lumière photoexcitatrice entraîne une décroissance de la conductivité vers l'intérieur de l'échantillon⁽¹³⁵⁾ et les modes hors axe les plus amplifiés sont ceux qui ont une fréquence telle que :

$\omega = \sqrt{\sigma_{\text{moyen}}} \sqrt{\frac{\omega_D}{\epsilon}}$. Au contraire, les modes axiaux sont localisés dans la zone d'amplification maximale c'est-à-dire au voisinage de la surface

et sont centrées sur $\omega = \sqrt{\sigma_{\text{max}}} \sqrt{\frac{\omega_D}{\epsilon}}$. La confirmation expérimentale a été obtenue de façon très simple en éclairant le cristal en lumière monochromatique d'énergie $h\nu > E_g$. Dans ce cas, la lumière est très peu pénétrante et la deuxième saturation disparaît alors que la première persiste.

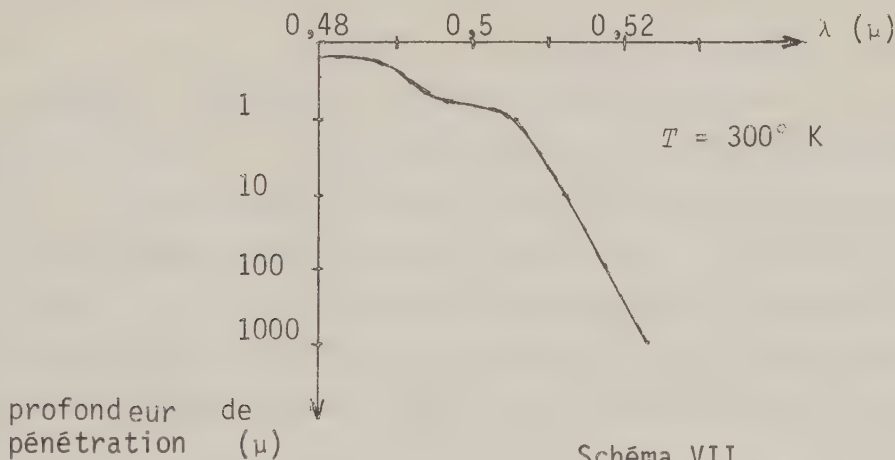


Schéma VII

f) rotation du flux acoustique

Nous avons mis en évidence (fig 80) une rotation du flux acoustique, pour des champs électriques voisins du seuil de la première saturation et à faible conductivité ($\sigma = 7 \cdot 10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$), depuis la direction axiale vers la direction diagonale et ce, même en régime de première saturation. En effet, l'amplification des modes axiaux produit une amorce de domaine de haut champ électrique dans lequel la valeur de E devient suffisante pour amplifier les modes hors axe. Dès lors, l'effet de concentration géométrique devient prépondérant et on obtient le transfert vers la direction diagonale.

VII - 2 - Cas des cristaux du groupe 2

La même analyse s'applique sans difficulté au cas des cristaux du groupe 2 dans lesquels les deux saturations apparaissent pour des champs critiques très voisins et où le flux acoustique reste localisé dans l'espace entre 31° et 37° de $\vec{E}$. Ceci provient selon nous de la taille de ces cristaux avec une diagonale à 35° de $\vec{E}$, c'est-à-dire un $\cos \theta$ de 0,82. Dans ces conditions la valeur du champ critique diagonal est à peine supérieure à celle du champ critique axial et l'effet géométrique de localisation l'emporte. La première saturation resterait due à des modes centrés sur 150 MHz environ, qui d'abord axiaux, deviendraient rapidement diagonaux par effet géométrique et la deuxième, aux modes diagonaux centrés sur 85 MHz. Une deuxième hypothèse, aussi plausible, consiste à dire que le piégeage par les modes à 150 MHz ne serait pas complet et produirait la première saturation avec réduction de la conductivité efficace σ_f et que l'amplification sur les fréquences plus basses produirait un piégeage supplémentaire avec la deuxième saturation.

Comme notre montage d'effet Brillouin ne permettait pas d'observer le régime ohmique qui précède la saturation, il nous est difficile de trancher en faveur de l'un ou l'autre de ces mécanismes. Néanmoins, nous pouvons opter pour la première hypothèse en se prévalant de la rotation du flux acoustique mis en évidence dans les cristaux du premier groupe (§ VII-1-f).

C O N C L U S I O N

Dans la première partie de ce mémoire, nous avons développé une étude critique des divers mécanismes susceptibles d'expliquer les phénomènes de multisaturation dans le CdS photoconducteur découverts en 1965 par A. ISHIDA, C. HAMAGUCHI, Y. INUISHI.

Nous avons d'abord montré que la théorie quantique de J. YAMASHITA et K. NAKAMURA avancée par les auteurs japonais ne pouvait être retenue sérieusement pour les raisons suivantes :

- gain aller - retour toujours négatif,
- fréquences acoustiques telles que $q\ell > 1$,
- variations de $\frac{1}{\tau_2}$ avec E linéaires pour les faibles valeurs de la conductivité,
- impossibilité d'expliquer plus de 2 saturations.

Nous avons ensuite écarté l'hypothèse d'une amplification ambipolaire en raison de son manque de crédibilité par le nombre de paramètres ajustables et en raison des valeurs peu vraisemblables qu'il fallait attribuer aux mobilités des trous et au rapport n/p .

Nous avons développé l'hypothèse de C.F. QUATE sur l'amplification d'une onde de porteurs et mis au point pour cela un programme de résolution d'équations linéaires du même degré en complexe. Les résultats du calcul montrent que ce modèle doit être rejeté pour les mêmes raisons que l'amplification ambipolaire et aussi parce qu'il ne permettrait pas de rendre compte de plus de 2 saturations.

Nous avons ensuite émis l'hypothèse d'une amplification des modes hors axe dans le plan $(\vec{C}, \vec{E})$ due à l'anisotropie du terme de couplage $K^2(\theta)$ et montré que ce modèle permettait de rendre compte de l'ensemble des résultats expérimentaux publiés et de l'existence de n saturations successives.

Sur le plan expérimental, nous avons effectivement obtenu dans les meilleurs conditions, non pas les 2 ou 3 saturations qui avaient été rapportées, mais jusqu'à cinq paliers successifs.

Pour tester expérimentalement la validité de notre modèle, nous avons mis au point un montage de diffraction Brillouin qui permet d'étudier l'ensemble des modes acoustiques dans l'échantillon et non pas seulement les modes axiaux.

Pour tester notre appareillage, nous avons d'abord étudié des échantillons de CdS semiconducteur qui ne présentent qu'une seule saturation et montré que la conversion vers les basses fréquences du flux acoustique amplifié s'accompagne, dans le cas des cristaux ayant l'axe $\vec{C}/\vec{E}$, d'une rotation de sa direction de propagation. Tous ces mécanismes s'interprètent qualitativement et quantitativement avec la théorie de D.L. WHITE, en ne faisant intervenir que le champ électrique et la conductivité du domaine.

Dans la dernière partie de ce mémoire, nous avons appliqué la diffraction Brillouin au CdS photoconducteur. Ces expériences montrent que les diverses saturations sont bien liées à l'amplification des modes sur l'axe et hors axe comme nous l'avions présentée, mais que ces modes sont situés dans le plan d'isotropie perpendiculaire à l'axe $\vec{C}$.

Nous avons alors montré que l'existence de modes hors axe privilégiés dans ce plan était simplement due à des considérations géométriques et que les multi-saturations disparaissaient si on réduisait le facteur de réflexion des faces latérales par dépôt d'une couche d'huile.

Nous sommes donc convaincus à l'issue de cette étude que l'amplification des modes hors axe est bien responsable des multisaturations, ce qui explique l'importance de la géométrie des échantillons et du traitement des faces latérales.

En ce qui concerne l'avenir, la sensibilité de notre montage d'effet Brillouin doit nous permettre de mettre en évidence des effets de résonance optique et c'est ce vers quoi nous nous sommes déjà orientés.

A P P E N D I C E

Sous-programme de résolution des équations du
nième degré en complexe exécuté en FORTRAN IV F

```

0001      SUBROUTINE CDNEWTCOEFF, DONNEE, EPS, NMAX, NDEGRE, RACINE, ITER, STOCK,
          CTEST, KK, LZ, NEXT)
      CE SOUS PROGRAMME PERMET LA RESOLUTION DES EQUATIONS DU NIEME DEGRE EN COMPLEXE
      C LES ARGUMENTS D'APPEL SONT EN DOUBLE PRECISION A L'EXCEPTION DE EPS ET DES
      C VARIABLES ENTIERES
      C LE PRINCIPE DE RESOLUTION CONSISTE, APRES DETERMINATION D'UNE RACINE Z1 PAR LA
      C METHODE DE NEWTON, A DIVISER IMPLICITEMENT LE POLYNOME DE DEPART PAR Z-Z1 POUR
      C SE RAMENER A UN POLYNOME DE DEGRE N-1 ET AINSI DE SUITE
  
```

VARIABLES D'ENTREE

```

      NDEGRE      DEGRE DE L'EQUATION (N)
      COEFF       TABLEAU DIMENSIONNE A N+1 A USAGE INTERNE
      DONNEE      TABLEAU DIMENSIONNE A N+1 REPRESENTANT LES COEFFICIENTS DE
                  L'EQUATION DE DEPART, DCNNEE(1) ETANT AFFECTE AU TERME DU PLUS
                  HAUT DEGRE
      STOCK       TABLEAU DIMENSIONNE A N A USAGE INTERNE
      EPS         PARAMETRE DE CONVERGENCE APPARAISSANT DANS LA METHODE DE NEWTON
      NMAX        NOMBRE D'ITERATIONS MAXIMAL ALLANT DE PAIR AVEC EPS
      KK          PARAMETRE PERMETTANT DE SORTIR LES TESTS DE CONVERGENCE DES
                  SOLUTIONS
  
```

```

      KK=0      AUCUN TEST NE SE FAIT
      KK=1      DONNE LE NOMBRE D'ITERATIONS POUR CHAQUE RACINE
      KK.GT.1   EN PLUS DU TEST PRECEDENT DONNE LES SOMME ET
                  PRODUIT DES RACINES THEORIQUES ET TESTES
  
```

```

      LZ        PARAMETRE QUI, S'IL EST SUPERIEUR A 1, PERMET D'INJECTER PAR LE
                  TABLEAU RACINE UNE SOLUTION APPROCHEE. CECI A L'AVANTAGE DE
                  SUIVRE L'EVOLUTION DES RACINES PAR VARIATION DE PARAMETRES
                  EXTERIEURS
      NEXT      PARAMETRE PERMETTANT DE NE CALCULER QUE NEXT RACINES
                  NEXT=0 TOUTES LES RACINES SONT CALCULEES ET TRANSMISES
  
```

VARIABLES DE SORTIE

```

      RACINE     TABLEAU DIMENSIONNE A N DANS LEQUEL SE TROUVENT LES SOLUTIONS
      ITER       TABLEAU DIMENSIONNE A N DANS LEQUEL SE TROUVENT LES NOMBRES
                  D'ITERATIONS RESPECTIFS OBTENUS POUR CHAQUE RACINE (SI KK.GE.1)
  
```

```

0002      COMPLEX*16 COEFF(1), DCNNEE(1), RACINE(1), TEST(1), STOCK(1), FAZ, DFAZ,
          DAZ, TESTSM, TESTPR, RAPSCM, RAPROD, JJ, JJJJJJ, ZA
  
```

```

0003      REAL*8 A(2)
0004      EQUIVALENCE (ZA, A(1))
0005      DIMENSION ITER(1)
0006      TESTSM=(0.,0.)
0007      TESTPR=(1.,0.)
0008      JJ=(1.,0.)
0009      JJJJJJ=(0.,1.)
0010      ILA=0
0011      NDEG=NDEGRE
0012      NDG1=NDEGRE+1
0013      EPSP=1.E-7C
0014      DO 18 LA=1, NDEGRE
0015      IF(COABS(DONNEE(LA))-EPSP)17,17,19
0016      17 ILA=LA
  
```

```
0017 NDGLA1=NDEGRE-LA+1
0018 RACINE(NDGLA1)=(0.,0.)
0019 ITER(NDGLA1)=0
0020 TEST(NDGLA1)=(0.,0.)
0021 18 DCNNEF(LA)=(0.,0.)
0022 19 IF(ILA.EQ.0)GO TO 23
0023 NDEGRE=NDEGRE-ILA
0024 WRITE(3,101)ILA,ILA,NDEGRE
0025 NDEGRI=NDEGRE+1
0026 NDEGM1=NDEGRE-1
0027 NNN=NDEGRE
0028 IF(NEXT.NE.0)NNN=NEXT
0029 RCEPSP=1.E-72*(1./NDEGRE)
0030 DO 10 I=1,NNN
0031 I=0.
0032 15 I=T+1.
0033 IF(I.EQ.1)GO TO 12
0034 IF(I.EQ.1.)GO TO 13
0035 DO 30 J=1,NDG1
0036 COEFF(J)=DCNNEF(J)
0037 IF(I.EQ.2.)GO TO 2
0038 DO 25 IR=1,NDEGRI
0039 IF(CDABS(COEFF(IR+ILA))-DCONJG(COEFF(IR+ILA)))-RCEPSP)25,25,31
0040 25 CONTINUE
0041 JJ=(1.,1.)
0042 31 IF(L2-I)36,36,37
0043 36 AZ=JJ*COEFF(NDG1)
0044 GO TO 2
0045 37 AZ=JJ*RACINE(I)+JJJJJ*RCEPSP
0046 DO 20 K=1,NMAX
0047 IF(I.T.EQ.1.)ITER(I)=K
0048 DO 40 L=1,NDEGM1
0049 FAZ=COEFF(NDG1)
0050 DO 21 IT=1,NDEGRE
0051 21 FAZ=FAZ+COEFF(NDG1-I)*AZ**II
0052 DFAZ=COEFF(NDEG)
0053 DO 22 IJ=1,NDEGM1
0054 P=FLOAT(IJ)
0055 22 DFAZ=DFAZ+(P+1.)*COEFF(NDEG-IJ)*AZ**IJ
0056 IF(CDABS(DFAZ)-EPS)4,4,5
0057 4 IF(CDABS(FAZ)-EPS)6,6,40
0058 6 RACINE(I)=AZ
0059 GO TO 50
0060 40 AZ=JJ*COEFF(NDG1-L)
0061 5 RACINE(I)=AZ-FAZ/DFAZ
0062 ZA=RACINE(I)
0063 IF(DABS(A(2))-RCEPSP)32,32,33
0064 32 A(2)=0.
0065 33 IF(DABS(A(1))-RCEPSP)34,34,35
0066 34 A(1)=0.
0067 35 RACINE(I)=A(1)+JJJJJ*A(2)
0068 IF(CDABS(RACINE(I)-AZ)-EPS)50,50,20
0069 AZ=RACINE(I)
0070 WRITE(3,100)I,1
```



```

0071 50 IF(I.EQ.2.)GO TO 70
0072 DO 60 M=1,NDEG
0073 STOCK(M)=COEFF(M)
0074 IF (I.EQ.1)GO TO 70
0075 AZ=RACINE(I)
0076 GO TO 15
0077 7C IF(KK.EQ.0)GO TO 81
0078 TEST(I)=COEFF(NDG1)
0079 DO 80 IK=1,NDEGRE
0080 TEST(I)=TEST(I)+COEFF(NDG1-IK)*RACINE(I)**IK
0081 81 IF(I.EQ.NDEGRE)GO TO 91
0082 COEFF(I)=(0.,0.)
0083 DO 90 M=2,NDG1
0084 COEFF(M)=STOCK(M-1)+COEFF(M-1)*RACINE(I)
0085 10 JJ=(1.,0.)
0086 91 IF(KK.LE.1.OR.NEXT.NE.0)RETURN
0087 DO 92 MI=1,NDEGRE
0088 TESTSM=TESTSM+RACINE(MI)
0089 52 TESTPR=TESTPR+RACINE(MI)
0090 RAPSDM=-DONNEE(2+ILA)/DONNEE(1+ILA)
0091 RAPROD=(-1)**NDEGRE*DONNEE(NDG1)/DONNEE(1+ILA)
0092 WRITE(3,102)TESTSM,RAPSDM,TESTPR,RAPROD
0093 102 FORMAT(/ 3X,'TEST SOMME DES RACINES=',2D22.14,2X,'SOMME EXACTE='
S,2D22.14/1X,'TEST PRODUIT DES RACINES=',2D22.14,1X,'PRODUIT EXACT=
D',2D22.14/)
0094 100 FORMAT(5X,'L',1ITERATICN NE CONVERGE PAS POUR ITER(I,T)=(',14,',',
SF3.0,',')')
0095 101 FORMAT(15X,'LES',14,3X,'PREMIERS COEFFICIENTS SONT EN MODULE NULS
SOU QUASINULS,EN CONSEQUENCE'/20X'-LES',14,3X,'DERNIERES RACINES SE
SRCNT VOLONTAIREMENT PRISES EGALES A ZERO EN MODULE' /20X,'-L',EQU
AATIGN A RESOUDRE SERA DE DEGRE',14/57X,'==')
0096 RETURN
0097 END

```

B I B L I O G R A P H I E

- (1) A. ISHIDA, C. HAMAGUCHI, Y. INUISHI
J. Phys. Soc. Jap. 20, 1946, (1965)
- (2) A. ISHIDA, C. HAMAGUCHI, Y. INUISHI
J. Phys. Soc. Jap. 21, 192, (1966)
- (3) A. ISHIDA, C. HAMAGUCHI, Y. INUISHI
Pr. Int. Conf. Phys. SC KYOTO 49, (1966)
- (4) T. ISHIGURO, I. UCHIDA
J. Phys. Soc. Jap. 22, 934, (1967)
- (5) I. UCHIDA, T. ISHIGURO
J. Phys. Soc. Jap. 22, 935, (1967)
- (6) I. UCHIDA, T. ISHIGURO
J. Phys. Soc. Jap. 22, 1299, (1967)
- (7) I. UCHIDA, T. ISHIGURO
II-VI Semiconductings Compounds 963, (1967)
- (8) I. UCHIDA, T. ISHIGURO
J. Phys. Soc. Jap. 23, 1257, (1967)
- (9) S. FUKUNAGA, I. ISHIDA, I. INUISHI
J. Phys. Soc. Jap. 26, 1179, (1969)

- (10) B. AUTIN
Thèse spécialité, Paris, (1968)

- (11) B. AUTIN, O. CAHEN, E. DIEULESAINT,
D. GOUVERNELLE, J. TAVERNIER, P. BAUDUIN
Phys. Stat. Sol. 22, K 135, (1967)

- (12) A.R. HUTSON, D.L. WHITE
J. Appl. Phys. 33, 40, (1962)

- (13) H.N. SPECTOR
Phys. Rev. 127, 1084, (1962)

- (14) H.N. SPECTOR
Phys. Rev. 134, A 507, (1964)

- (15) A.B. PIPPARD
Phil. Mag. 8, 161, (1963)

- (16) J. YAMASHITA, K. NAKAMURA
Prog. Theor. Phys. 33, 1022, (1965)

- (17) R. CARRIERE
Thèse spécialité, Montpellier, (1971)

- (18) J.H. Mc FEE
J. Appl. Phys. 34, 1548, (1963)

- (19) T.R. SLIKER, D.A. ROBERTS
J. Appl. Phys. 38, 2350, (1967)

- (20) A.R. MOORE, R.W. SMITH, P. WORCESTER
I.B.M. J. Res. Devel. 13, 503, (1969)

- (21) J. ATTAL, M. ROUZEYRE
J. Phys. Chem. Solids. 34, 1087, (1973)
- (22) A.R. HUTSON
Phys. Rev. Let 9, 296, (1962)
- (23) R. SMITH
Phys. Rev. Let. 9, 87, (1962)
- (24) A.R. HUTSON, J.H. Mc FEE, D.L. WHITE
Phys. Rev. Let. 7, 237, (1961)
- (25) D.L. WHITE
J. Appl. Phys. 33, 2547, (1962)
- (26) I. UCHIDA
Jap. J. Appl. Phys. 8, 119, (1969)
- (27) H.E. BOEMMEL
Phys. Rev. 96, 220, (1954)
- (28) A.B. PIPPARD
Phil. Mag. 46, 1104, (1955)
- (29) A.B. PIPPARD
Proc. Roy. Soc. London A 257, 165, (1960)
- (30) G. WEINREICH
Phys. Rev. 104, 321, (1956)
- (31) N. MIKOSHIBA
J. Phys. Soc. Japan 15, 982, (1960)
- (32) S.G. ECKSTEIN
Phys. Rev. 131, 1087, (1963)

- (33) J. TAVERNIER
L'Onde Electrique 464, 1274, (1965)
- (34) J. ZUCKER, S.A. ZEMON, J.H. WASKO
Proc. of the 9th Int. Conf. on the
Phys. of Semiconductors Moscow Nanka Leninegrad 904, (1968)
- (35) T. ISHIGURO, T. TANAKA
Jap. J. Appl. Phys. 6, 864, (1967)
- (36) M. FINK
Thèse spécialité, Paris, (1970)
- (37) G. QUENTIN
Thèse d'Etat, Paris, (1967)
- (38) C.A.A.J. GREEBE
Phys. Let. 28A, 455, (1968)
- (39) W.E. SPEAR, J. MORT
Proc. Phys. Soc. 81, 130, (1963)
- (40) M. ONUKI, N. HASE
J. Phys. Soc. Jap. 20, 171, (1965)
- (41) R.H. BUBE, H.E. Mc DONALD
Phys. Rev. 121, 473, (1961)
- (42) W. PALZ, W. RUPPEL
Phys. Stat. Sol. 15, 665, (1966)
- (43) G.S. KINO, R. ROUTE
J. Appl. Phys. 11, 312, (1967)

- (44) B.E. BURKE, G.S. KINO
Appl. Phys. Lett. 12, 310, (1968)
- (45) A. RANNESTAD
Phys. Rev. 155, 744, (1967)
- (46) N.I. MEYER, M.H. JØRGENSEN
Phys. Lett. 20, 450, (1966)
- (47) R. KLEIN
Phys. Lett. 28A, 428, (1968)
- (48) J.H. Mc FEE, P.K. TIEN, H.L. HODGES
J. Appl. Phys. 38, 1721, (1967)
- (49) C.V. RAMAN
Nature 109, 42, (1922)
- (50) L. BRILLOUIN
Ann. de Phys. 17, 88, (1922)
- (51) R. LUCAS, P. BIQUARD
J. Phys. Rad. 7, 464, (1932)
- (52) P. DEBYE, F.W. SEARS
Proc. Nat. Acad. Sc. 18, 409, (1932)
- (53) C.F. QUATE, C.D.W. WILKINSON, D.K. WINSLOW
Proc. of the I.E.E.E. 53, 1604, (1965)
- (54) L.L. HOPE
Phys. Rev. 166, 883, (1968)
- (55) W.T. MALONEY, H.R. CARLETON
I.E.E.E. Tr. Son. Ultr. SU 14, 135, (1967)

- (56) D. BERLIN COURT, H. JAFF, L.R. SHIOZAWA
Phys. Rev. 129, 1009, (1963)
- (57) R.W. MINCK, R.W. TERHUNE, C.C. WANG
Proc. of the I.E.E.E. 54, 1357, (1966)
- (58) R.W. DIXON
J. of Appl. Phys. 38, 5149, (1967)
- (59) G.B. BENEDEK, K. FRITSCH
Phys. Rev. 149, 647, (1966)
- (60) J. ATTAL
Théorie de l'effet Brillouin, (1972)
- (61) G. BRUHAT
Electricité, (Masson ed)
- (62) M. BORN, E. WOLF
Principles of optics, Pergamon press, (1970)
- (63) J.F. NYE
Physical Properties of Crystals, Oxford, (Clarendon Press), (1957)
- (64) M. BORN, K. HUANG
Dynamical Theory of Crystal Lattices, (Clarendon Press), (1954)
- (65) E. BRIDOUX
Thèse d'Etat, Lille, (1970)
- (66) J. ATTAL, P. GIRARD, M. ROUZEYRE
J. de Physique, C6, 33, 156, (1972)
- (67) D.K. GARROD, R. BRAY
Phys. Rev. B, 6, 1314, (1972)

- (68) J.P. LAURENTI
à publier
- (69) J. ATTAL, P. GIRARD
à paraître
- (70) H. DELANG, G. BOUWHUIS,
Phys. Lett. 19, 481, (1965)
- (71) J. KANNELAUD, W. CULSHAW
Phys. Rev. 141, 237, (1966)
- (72) H. STATZ, R. PAANANEN, G.F. KOSTER
J. Appl. Phys. 33, 2319, (1962)
- (73) W. CULSHAW, J. KANNELAUD
Phys. Rev. 136, 1209, (1964)
- (74) H. DELANG, G. BOUWHUIS, E.T. FERGUSON
Phys. Lett. 19, 482, (1965)
- (75) D. POLDER, W. VAN HAERINGEN
Phys. Lett. 19, 380, (1965)
- (76) W.E. LAMB
J. Phys. Rev. 134, A 1429, (1964)
- (77) A.J. FOSSUM, A. RANNESTAD
J. Appl. Phys. 38, 5177, (1967)
- (78) W.H. HAYDL, K. HARKER, C.F. QUATE
J. Appl. Phys. 38, 4295, (1967)
- (79) B.K. RIDLEY
Proc. Phys. Soc. 82, 954, (1963)

- (80) R. BRAY
Proceedings of the X International Conference on the Physics of Semiconductors, Cambridge Massachussets, 705, (1970)
- (81) A.R. MOORE
J. Appl. Phys. 38, 2327, (1967)
- (82) B.W. HAKKI, R.W. DIXON
Appl. Phys. Lett. 14, 185, (1969)
- (83) T.L. LEPETRE
J. de physique C6, 33, 160, (1972)
- (84) T.L. LEPETRE, J.M. DUSSEAU, J.L. ROBERT
Sol. St. Com. (1973) à publier
- (85) T.L. LEPETRE, J.M. DUSSEAU, J.L. ROBERT, B. PISTOULET
J. Phys. C 6, (1973) à publier
- (86) G. QUENTIN, J.M. THUILLIER
J. Phys. Soc. Jap. 21, Suppl. 493, (1966)
- (87) G. QUENTIN, J.M. THUILLIER
Phys. Lett. 23, 42, (1966)
- (88) G. WEINREICH
Phys. Rev. 107, (1957)
- (89) B.K. RIDLEY, J. WILKINSON
J. Phys. C 2, 1307, (1969)
J. Phys. C 2, 1321, (1969)
- (90) P.N. BUTCHER, N.R. OGG
Brit. J. Appl. Phys. (J. phys. D) ser 2, 1, 1271, (1968)
Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D) ser 2, 2, 333, (1969)

- (91) P.K. TIEN
Phys. Rev. 171, 970, (1968)
- (92) H. OZAKI, N. MIKOSHIBA
J. Phys. Soc. Jap. 21, 2486, (1966)
- (93) V.L. GUREVITCH
Sov. Phys. Solid. St 5, 892, (1963)
- (94) V.L. GUREVITCH, B.D. LAINKHTMAN
Sov. Phys. JETP 19, 407, (1964)
- (95) T.L. LEPETRE
Thèse d'Etat, (en préparation)
- (96) V.L. GUREVITCH
II-VI Semiconducting Compounds D.G. Thomas Ed.
(W.A. Benjamin, Inc, New-York), 805, (1967)
- (97) J. ZUCKER, S. ZEMON
Appl. Phys. Lett. 9, 398, (1966)
erratum : Appl. Phys. Lett. 10, 212, (1967)
- (98) C.S. KUMAR, W.G. HUTCHINSON
J. Appl. Phys. 40, 4687, (1969)
- (99) W. WETTLING, M. BRUUN
Phys. Stat. sol. 34, 221, (1969)
- (100) A. ISHIDA, Y. INUISHI
J. Phys. Soc. Jap. 26, 957, (1969)
- (101) A. ISHIDA, Y. INUISHI
J. Phys. Soc. Jap. 27, 911, (1969)

- (102) M. UMEMO, K. WAKITA, S. HAMADA, S. MIKI
Int. Conf. on phonon Scattering in Solids, 180, (1972)
- (103) Y. MITA
J. Appl. Phys. 42, 2886, (1971)
- (104) A. ISHIDA, Y. INUISHI
Phys. Lett. 27A, 442, (1968)
- (105) S. ZEMON, J. ZUCKER, J.H. WASKO, E.M. CONWELL, A.K. GANGULY
Appl. Phys. Lett. 11, 378, (1968)
- (106) N.S. SHIREN
Appl. Phys. Lett. 4, 82, (1962)
- (107) G. SAGNES, M. ROUZEYRE
I.E.E.E. Ultrasonics Symposium 165, (1972)
- (108) G. SAGNES, C. ROUSTAN, M. ROUZEYRE
Appl. Phys. Lett. 21, 527, (1972)
- (109) M. ROUZEYRE, G. SAGNES
Elect. Lett. 9, 160, (1973)
- (110) P. GIRARD
Thèse spécialité, (1972)
- (111) D.L. SPEARS
Phys. Rev. B2, 1931, (1970)
- (112) W. E. FEAR, P.G. LE COMBER
Phys. Rev. Lett. 13, 100 (1964)

- (113) M. FUKUI, T. ARIZUMI
Jap. J. Appl. Phys. 11, 634, (1972)
- (114) S. FURUKAWA, T. HATA, T. MOTOSUGI
Appl. Phys. Lett. 16, 455, (1970)
- (115) A.R. MOORE
Appl. Phys. Lett. 13, 126, (1968)
- (116) M.J.P. MUSGRAVE
Reports on progress in Physics 22, 74, (1959)
- (117) M.J.P. MUSGRAVE
Proc. Roy. Soc. 226a, 339 et 356, (1954)
- (118) G.F. MILLER, M.J.P. MUSGRAVE
Proc. Roy. Soc. 236a, 352, (1956)
- (119) Y. KIKUCHI, N. CHUBACHI, H. SASAKI
Proceedings of 1968 Sendaï Symposium on Acoustoelectronics 107
- (120) W. WETTLING
Phys. Lett. 25A, 193, (1967)
- (121) W. WETTLING
Thèse, Freiburg, (1967)
- (122) D.L. SPEARS
Proceedings of the National Electronics Conference Chicago, (1970)
- (123) F. BUCHY, P. BAUDUIN
Revue générale de l'Electricité, 1027, (1966)
Phys. Stat. Sol. 17, 517, (1966)

- (124) P. BAUDUIN
Phys. Lett. 23, 12, (1966)
- (125) A. ISHIDA, Y. INUISHI
IEEE. Trans. Elect. Dev. ED14, 600, (1967)
- (126) W. HAYDL, C.F. QUATE
Phys. Lett. 5, 143, (1966)
- (127) W.C. WANG
Appl. Phys. Lett. 6, 81, (1965)
- (128) J.M. PERANSIN
Thèse Spécialité, Montpellier, (1969)
- (129) A.M. D'YAKONOV, Yu. V. ILISAVSKII, L.A. KULAKOVA
Sov. Phys. - Sol. State, 14, 76, (1972)
- (130) S. FUKUNAGA, A. ISHIDA, Y. INUISHI
J. Phys. Soc. Japan, 25, 917, (1968)
- (131) V.M. RYSAKOV
Sov. Phys. - Sol. State, 12, 1451, (1970)
- (132) S. ZEMON, J.H. WASKO, L.L. HOPE, J. ZUCKER
Appl. Phys. Lett. 11, 40, (1967)
- (133) W.P. MASON
Physical Acoustics and the Properties of Solids
D.Van Nostrand Company, Inc. (Princeton New Jersey), 22, (1958)
- (134) J. ATTAL, J.P. LAURENTI
Colloque S.F.P., Montpellier, (1973)
- (135) D. DUTTON
Phys. Rev. 112, 785, (1958)

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>		1
 <u>CHAPITRE I</u>	 <u>PRESENTATION DU PHENOMENE DE DOUBLE SATURATION</u>	 7
I - 1 -	Etat de la question en 1969	7
I - 2 -	Interprétation de la première saturation	9
I - 3 -	Interprétation de la deuxième saturation	12
1-3-1-	<i>Théorie de l'émission stimulée de phonons</i>	
I-3-1-1-	<i>Effet d'un champ électrique : émission stimulée</i>	
I-3-1-2-	<i>Expression du coefficient d'amplification</i>	
1-3-2-	<i>Amplification ambipolaire</i>	
I-3-2-1-	<i>Résultats remarquables</i>	
I-3-2-2-	<i>Interprétation de la double saturation</i>	
1-3-3-	<i>Amplification d'une onde de porteurs</i>	
I-3-3-1-	<i>Ondes de porteurs dans un semiconducteur non piézoélectrique extrinsèque</i>	
I-3-3-2-	<i>Ondes de porteurs dans un matériau semiconducteur et piézoélectrique. Cas général</i>	
I - 4 -	Conclusion	26

CHAPITRE II	AMPLIFICATION DES MODES HORS AXE	28
II - I - Généralités		28
II - 2 - Discussion		30
II - 3 - Conclusion		32
CHAPITRE III	EFFET BRILLOUIN DANS LES CRISTAUX ANISOTROPES DE LA CLASSE 6 mm	33
III - I - Introduction		33
III - 2 - Calcul de l'intensité diffractée par effet Brillouin		34
III-2-1-	<u>Calcul des potentiels et champs associés à un dipôle électrique linéaire</u>	
III-2-2-	<u>Expression du champ électrique total diffracté par tous les dipôles oscillants dans la zone illuminée d'un cristal</u>	
III-2-2-1-	<i>Effet élasto-optique : constantes de POCKELS</i>	
III-2-2-2-	<i>Intensité diffractée par effet Brillouin</i>	
III-2-2-3-	<i>Polarisation de la lumière diffractée : cas général</i>	
III-2-2-4-	<i>Polarisation de la lumière diffractée par une onde transverse</i>	
III - 3 - Influence de l'anisotropie optique sur la diffraction Brillouin		50
III-3-1-	<u>Lumière incidente polarisée perpendiculairement à l'axe C</u>	
III-3-2-	<u>Lumière incidente polarisée parallèlement à l'axe C</u>	
III-3-3-	<u>Raies Stoke et Antistoke</u>	
III-3-4-	<u>Cas des modes acoustiques hors axe</u>	

<u>CHAPITRE IV</u>	<u>PARTIE EXPERIMENTALE</u>	57
IV - I - Introduction		57
IV - 2 - Préparation des échantillons		58
IV-2-1- <u>Dimensions des cristaux</u>		
IV-2-2- <u>Contacts ohmiques</u>		
IV - 3 - Montage d'effet Brillouin pour le CdS semi-conducteur		59
IV-3-1- <u>Présentation générale</u>		
IV-3-2- <u>Stabilisation de la source lumineuse</u>		
IV-3-2-1- <u>Analyse du phénomène</u>		
IV-3-2-2- <u>Discussion</u>		
IV-3-2-3- <u>Stabilisation par lame quart d'onde</u>		
IV-3-3- <u>Partie mécanique</u>		
IV-3-3-1- <u>Porte échantillon ($E \perp C$)</u>		
IV-3-3-2- <u>Ensemble de micromanipulation</u>		
IV-3-3-3- <u>Photomultiplicateur de détection</u>		
IV-3-4- <u>Partie électrique et électronique</u>		
IV-3-4-1- <u>Montage électrique du photomultiplicateur</u>		
IV-3-4-2- <u>Générateur d'impulsions THT</u>		
IV-3-4-3- <u>Ensemble de détection</u>		
IV - 4 - Modification du dispositif expérimental pour l'étude du CdS photoconducteur		71
IV-4-1- <u>Générateur d'impulsions THT</u>		
IV-4-2- <u>Partie optique</u>		
IV-4-2-1- <u>Modification du porte échantillon pour l'étude des modes hors axe dans le plan $(\vec{C}, \vec{E})$</u>		
IV-4-2-2- <u>Lumière photoexcitatrice</u>		
IV-4-3- <u>Détection</u>		

IV - 5 - Mesures préliminaires 73

IV-5-1- Mesure de l'indice de réfraction du CdS

IV-5-2- Mesure de l'anisotropie par une méthode interférentielle

IV - 6 - Conclusion 75

CHAPITRE V EFFET BRILLOUIN DANS LE CdS SEMICONDUCTEUR 76

V - 1 - Introduction 76

V - 2 - Saturation du courant dans le CdS semiconducteur 77

V - 3 - Echantillons avec $\vec{E} \perp \vec{C}$ 78

V-3-1- Mesures électriques

V-3-1-1- Détermination de la mobilité, du nombre de porteurs, et des pertes linéaires

V-3-1-2- Mesure du champ dans le domaine

V-3-2- Etude optique

V-3-2-1- Introduction

V-3-2-2- Sélection des cristaux étudiés

V-3-2-3- Etude des modes axiaux. Reconversion en fréquence

V-3-2-4- Ordres multiples de diffraction

V-3-2-5- Détection des modes "hors axe"

V-3-3- Courant de porteurs libres dans le domaine

V - 4 - Echantillons avec $\vec{C} // \vec{E}$ 90

V-4-1- Introduction

V-4-2- Domaine électrique

V-4-3- Domaine acoustique

V-4-4- Interprétation

V - 5 - Conclusion 95

<u>CHAPITRE VI</u>	<u>EFFET BRILLOUIN DANS LE CdS PHOTOCONDUCTEUR</u>	96
VI - 1 -	Introduction	96
VI - 2 -	Rôle des faces latérales, modes hors axe	97
VI - 3 -	Etude du domaine électrique	98
VI - 4 -	Etude du domaine acoustique	99
	<i>VI-4-1- Précision des mesures</i>	
	<i>VI-4-2- Méthode de mesure</i>	
	<i>VI-4-3- Cas des cristaux du groupe 2</i>	
	<i>VI-4-4- Cas des cristaux des groupes 1 et 3</i>	
 <u>CHAPITRE VII</u>	 <u>INTERPRETATION ET DISCUSSION</u>	 107
VII - 1 -	Cristaux des groupes 1 et 3	109
VII - 2 -	Cas des cristaux du groupe 2	113
 <u>CONCLUSION</u>		 114
 <u>APPENDICE</u>		 117
 <u>BIBLIOGRAPHIE</u>		 118

Vu et permis d'imprimer
Montpellier, le
Le Président de l'Université
des Sciences et Techniques
du Languedoc.

